

26880/H/06



TUGAS AKHIR
STUDI TENTANG
KARAKTERISTIK GAIN AMPLITUDO
LASER SEMIKONDUKTOR *DISTRIBUTED FEEDBACK* (DFB)
DENGAN KORUGASI BERBENTUK TRAPEZOIDAL

Oleh

MARDI SUSANTO
NRP. 1100 100 022



RSFi
621.366
Sus
S-1
2006

PERPUSTAKAAN ITS	
Tgl. Terima	15-8-06
Terima Dari	H
No. Agenda Prp.	226377

JURUSAN FISIKA
FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
INSTITUT TEKNOLOGI SEPULUH NOPEMBER
SURABAYA
2006

TUGAS AKHIR

STUDI TENTANG

KARAKTERISTIK GAIN AMPLITUDO

LASER SEMIKONDUKTOR *DISTRIBUTED FEEDBACK* (DFB)

DENGAN KORUGASI BERBENTUK TRAPEZOIDAL

Diajukan sebagai Salah Satu Syarat
untuk Menyelesaikan Program Sarjana S-1 Fisika
Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam
Institut Teknologi Sepuluh Nopember
Surabaya

Oleh :

MARDI SUSANTO
NRP. 1100 100 022

JURUSAN FISIKA
FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
INSTITUT TEKNOLOGI SEPULUH NOPEMBER
SURABAYA
2006

TUGAS AKHIR

STUDI TENTANG

KARAKTERISTIK GAIN AMPLITUDO


LASER SEMIKONDUKTOR *DISTRIBUTED FEEDBACK* (DFB)

DENGAN KORUGASI BERBENTUK TRAPEZOIDAL

Oleh :

MARDI SUSANTO
NRP. 1100 100 022

Menyetujui,
Dosen Pembimbing


Drs. Ali Yunus Rohedi, MT
NIP. 132 054 882

Mengetahui,
Ketua Jurusan Fisika FMIPA-ITS


DR. Triwikantoro, MSc
NIP. 131 879 381

Surabaya, Agustus 2006

ABSTRAK

Telah dilakukan formulasi persamaan relasi dispersi yang merelasikan Gain Amplitudo (α) dengan Koefisien Detuning (δ). Hubungan α - δ pada persamaan relasi dispersi ini menggambarkan karakteristik dari laser semikonduktor DFB dengan korugasi kontinu sepanjang kaviti. Persamaan ini berupa fungsi transsendental yang dibentuk dari solusi persamaan gelombang terkopel pada laser semikonduktor Distributed Feedback (DFB). Persamaan relasi dispersi ini merupakan persamaan nonlinier dengan dua peubah yang mengandung akar kompleks. Persamaan nonlinier yang dihasilkan diselesaikan secara numerik dengan metode Newton-Raphson dua dimensi. Selanjutnya dilakukan perhitungan nilai Gain Amplitudo pada laser semikonduktor DFB dengan korugasi berbentuk trapezoidal. Dengan bantuan program komputasi (MATLAB 6.3) dilakukan visualisasi terhadap pola osilasi dan karakteristik Gain Amplitudo dengan memberi nilai yang bervariasi pada koefisien kopling, κ . Hasil yang diperoleh dibandingkan dengan pola korugasi trapezoidal pada laser semikonduktor DFB. Hasil perbandingan menunjukkan grafik αL - δL bersesuaian dengan bentuk trapezoidal pada pola korugasinya. Pada grafik hubungan δL - αL , puncak transsendental terjadi pada δL negatif (pada kisaran $\delta L = -12$), dan akan mengalami penurunan secara gradual hingga mencapai nilai terendah pada daerah $\delta L = 0$. Kemudian nilai αL akan mengalami kenaikan secara signifikan untuk nilai δL positif yang juga terus bertambah hingga pada kisaran $\delta L = 12$. Nilai α selain dipengaruhi oleh δ , juga dipengaruhi oleh Koefisien Kopling (κ). Nilai κ optimum pada $W_B / \Lambda = 0,55$ dan $W_T / \Lambda = 0,9$ untuk $m = 1$; dan pada $W_B / \Lambda = 0,85$ dan $W_T / \Lambda = 0,75$ untuk $m = 2$.

dengan Kasih Kristus

kupersembahkan karya ini kepada:

Ayahanda: Santoko,

Ibunda: Leginten,

Ayah kandungku: Ngademin,

Ibu kandungku: Patoyah,

Kakak-kakakku: mbak Idah,

mas Wiwid, mas Prapto,

mas Yudi dan mbak Asri.

Derta semua orang yang aku kasih

KATA PENGANTAR

Puji Tuhan. Penulis sangat bersyukur kepada Allah atas kasih karunia dan hikmat yang diberikan sehingga penulis dapat menyelesaikan Tugas Akhir yang berjudul: **Studi Tentang Karakteristik Gain Amplitudo Laser Semikonduktor Distributed Feedback (DFB) Dengan Korugasi Berbentuk Trapezoidal**.

Berbahagiaalah orang yang kesukaannya ialah Taurat Tuhan, dan yang merenungkan Taurat itu siang dan malam. Ia seperti pohon yang ditanam di tepi aliran air, yang menghasilkan buahnya pada musimnya, dan yang tidak layu daunnya; apa saja yang diperbuatnya berhasil. Hanya Allah saja yang mengijinkan penulis dapat menyelesaikan karya ini.

Tetes tinta ini tidak mempunyai arti apa-apa bila dibandingkan dengan hikmat, pengetahuan dan kepandaian yang dikaruniakan Allah kepada manusia. Namun penulis berharap semoga karya ini dapat memberikan sumbangan pemikiran dan manfaat bagi setiap orang yang membaca dan terjun dalam dunia yang sama.

Penulis mengucapkan banyak terima kasih dan penghargaan setinggi-tingginya kepada:

1. Bapak Drs. Ali Yunus Rohedi, MT selaku Dosen Pembimbing yang sangat menolong dalam penulis memahami konsep dan materi dalam karya ini. Terima kasih untuk kesabaran, kegigihan, motivasi, keterbukaan dan persahabatan yang Bapak berikan.

2. Bapak DR. Triwikantoro, MSc selaku Ketua Jurusan Fisika ITS.
3. Ibu Dra. Endang Susilo Rahayuningtyas, MT selaku Dosen Wali.
4. Bapak DR. Yono Hadi Pramono, M. Eng dan Bapak Gatut Yudoyono, MT selaku Dosen Penguji yang menolong penulis dalam mengarahkan dan menyempurnakan Tugas Akhir ini.
5. Seluruh Dosen Fisika FMIPA ITS yang menolong dalam memahami konsep-konsep fisika selama penulis kuliah di ITS.
6. Seluruh Staf dan Karyawan di Jurusan Fisika FMIPA ITS.
7. Keluarga di Malang dan Keluarga di Mojokerto untuk dukungan doa dan materi yang diberikan.
8. Bapak Daniel Alexander selaku Orang Tua Rohani.
9. Teman-teman di Navigator – Pelayanan Kampus Wilayah Timur.
10. dan semua pihak yang membantu, yang tidak bisa disebutkan satu persatu.

Penulis menyadari bahwa karya ini tidak luput dari kekurangan, untuk itu penulis sangat terbuka dan senang menerima segala kritikan yang bersifat membangun. Pada akhirnya, penulis menyerahkan karya ini, hidup dan kehidupan penulis kepada Allah yang berotoritas dalam segala sesuatu.

Allah mengasihi kita, Amin.

Surabaya, Agustus 2006

Penulis

DAFTAR ISI

	Halaman
LEMBAR JUDUL	i
LEMBAR PENGESAHAN	iii
ABSTRAK	iv
KATA PENGANTAR	v
DAFTAR ISI	vii
DAFTAR GAMBAR	x
DAFTAR TABEL	xii
BAB I PENDAHULUAN	
1.1. Latar Belakang	1
1.2. Tujuan Penelitian	2
1.3. Perumusan Masalah	2
1.4. Batasan Masalah	3
1.5. Sistematika Penulisan	3
BAB II TINJAUAN PUSTAKA	
2.1. Perspektif Sejarah	4
2.2. Interaksi Radiasi Dua Tingkat Energi	5
2.2.1 Proses Radiasi	5

2.2.2	Emisi Spontan	6
2.2.3	Emisi Stimulasi	7
2.2.4	Absorpsi	8
2.3	Kebalikan Huri	10
2.4	Laser Semikonduktor	11
2.4.1	Syarat Untuk Aksi Laser	16
2.4.2	Populasi Inversi	20
2.4.3	Umpan Balik dan Ambang Laser	24
2.5	Laser Semikonduktor DFB	26
2.6	Struktur Laser Semikonduktor DFB	28
2.7	Koefisien Kopling	30
2.8	Efek Bentuk Korugasi Pada Koefisien Kopling	33
2.9	Solusi Persamaan Pasangan Gelombang	37
BAB III METODOLOGI		
3.1.	Skema Kerja	42
3.2.	Penyelesaian Persamaan Non-Linier	43
3.2.a	Pemecahan Persamaan Non-Linier dengan Satu Peubah	44
3.2.b.	Pemecahan Persamaan Non-Linier dengan Dua Peubah	46
BAB IV HASIL DAN PEMBAHASAN		51
BAB V PENUTUP		
5.1	Kesimpulan	63
5.2	Saran	64

DAFTAR PUSTAKA	65
LAMPIRAN A: TABEL HASIL PERHITUNGAN	67
LAMPIRAN B: PROGRAM KOMPUTASI	73

DAFTAR GAMBAR

Gambar	Keterangan	Halaman
2.1	Proses radiasi pada sistem dua tingkat	5
2.2	Struktur sederhana dari laser	11
2.3	Skema tingkat energi untuk semikonduktor	12
2.4	Tingkat-tingkat energi donor dan akseptor	13
2.5	Tingkat energi semikonduktor	17
2.6	Tingkat-tingkat energi sambungan p-n	19
2.7	Diagram pita energi pada sambungan p-n tanpa doping dan dengan doping	21
2.8	Struktur laser semikonduktor dan kaviti Fabry-Perot	25
2.9	Struktur DFB dan DBR	28
2.10	Model multi kaviti dengan korugasi pada salah satu lapisan	34
3.1	Skema kerja Tugas Akhir	42
3.2	Akar persamaan dari fungsi $f(x)$	44
3.3	Prosedur metode Newton-Rhapson secara grafis	45
3.4	Bagan alir metode Newton-Rhapson	46
4.1	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 0,25$	52
4.2	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 0,5$	53

4.3	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 1$	53
4.4	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 2$	54
4.5	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 3$	54
4.6	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 4$	55
4.7	Daerah terkorugasi dari kaviti lima lapis pada laser semikonduktor	56
4.8	Bentuk normal Trapezoidal menurut Ghafouri-Shiraz	56
4.9	Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk nilai κL yang bervariasi	57
4.10	Grafik nilai κ yang bergantung terhadap lebar daerah bawah korugasi per periode, W_B / Λ untuk beberapa nilai W_T / Λ	61
4.11	Nilai κ yang bergantung terhadap lebar daerah bawah korugasi per periode, W_B / Λ pada beberapa nilai W_T / Λ untuk $m = 2$	62

DAFTAR TABEL

Tabel	Keterangan	Halaman
4.1	Parameter sistem laser DFB untuk korugasi Trapezoidal	60
1	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 0.25$	67
2	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 0.5$	68
3	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 1$	69
4	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 2$	70
5	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 3$	71
6	Perhitungan nilai αL dan δL untuk $\kappa L = 4$	72

Permulaan hikmat

adalah takut akan Tuhan,

dan mengenal Yang Maha Kudus

adalah pengertian.

BAB I

PENDAHULUAN

Permulaan hikmat

adalah takut akan Tuhan,

dan mengenal Yang Maha Kudus

adalah pengertian.

BAB I

PENDAHULUAN

BAB I

PENDAHULUAN

1.1. Latar Belakang

Penemuan laser sebagai sumber daya primer merupakan salah satu peristiwa yang penting dalam abad ini. Sejak pengumuman laser pertama, subjek fisika laser telah berkembang dengan pesat dan berbagai jenis laser telah tercipta. Penemuan laser sebagai sumber optis koheren pada tahun 1960 dan disusul dengan penggunaan serat optik untuk pemandu gelombang cahaya telah membuat banyak orang tertarik pada sistem komunikasi optik, sehingga banyak dilakukan berbagai riset untuk mewujudkan rangkaian optika terpadu. Penggunaan laser pada sistem komunikasi optik ini dinyatakan sebagai salah satu titik kesuksesan dalam sejarah perkembangan sistem komunikasi optik. Hal ini karena laser yang memancarkan cahaya melalui emisi terstimulasi mampu memancarkan daya tinggi dan juga memiliki keunggulan lain yang terkait dengan sifat koheren cahaya yang dipancarkan.

Perkembangan selanjutnya mengarah pada pembangkitan laser moda longitudinal tunggal yang mampu meminimalkan rugi daya dan dispersi. Pengembangan laser moda tunggal mampu mengirimkan informasi pada laju di atas satu milyar bit perdetik sepanjang 130 km dengan *error rate* hanya satu permilyar bit. Salah satu jenis laser yang memancarkan cahaya dalam moda

longitudinal tunggal secara dominan adalah laser semikonduktor *distributed feedback* (DFB). Pada laser semikonduktor DFB, umpan balik tidak terlokalisasi pada permukaan tetapi terdistribusi sepanjang kaviti. Pemilihan moda pada mekanisme DFB dihasilkan dari kondisi Bragg. Karakteristik laser semikonduktor DFB dapat ditelaah melalui persamaan laju dispersi.

Pada penelitian ini akan dipelajari karakteristik Gain Amplitudo pada laser semikonduktor DFB dengan korugasi berbentuk Trapezoidal. Metodenya adalah dengan membuat pemodelan melalui persamaan relasi dispersi *Gain Amplitudo* (α) dan *Koefisien Detuning* (δ). Juga akan dipelajari tentang pengaruh koefisien kopling pada bentuk korugasi dalam laser semikonduktor DFB yang masih terkait dengan persamaan relasi dispersi tersebut. Untuk bahasa program yang digunakan adalah MATLAB 6.3.

1.2. Tujuan Penelitian

Penelitian ini bertujuan untuk mengetahui karakteristik dari *Gain Amplitudo* pada laser semikonduktor *distributed feedback* dengan korugasi berbentuk trapezoidal.

1.3. Perumusan Masalah

Bahasan masalah yang akan dirumuskan dalam penelitian ini adalah :
Bagaimana cara membuat pemodelan *Gain Amplitudo* pada laser semikonduktor *distributed feedback* dengan korugasi berbentuk trapezoidal melalui pemodelan persamaan relasi dispersi α - δ .

1.4. Batasan Masalah

Ruang lingkup analisa dalam penelitian ini diberikan sebagai berikut:

- Diasumsikan laser yang digunakan adalah laser semikonduktor *distributed feedback* yang merupakan salah satu jenis laser semikonduktor moda longitudinal tunggal.
- Metode yang digunakan adalah pemodelan persamaan relasi dispersi yang merelasikan nilai Gain Amplitudo dengan Koefisien Detuning pada laser semikonduktor *distributed feedback* dengan korugasi yang berbentuk trapezoidal.

1.5. Sistematika Penulisan

Sistematika dari proposal tugas akhir ini adalah sebagai berikut. Bab I Pendahuluan. Terdiri dari Latar Belakang penelitian; Tujuan penelitian; Perumusan Masalah; Batasan Masalah dan Sistematika Penulisan. Bab II Dasar Teori, berisi teori-teori dasar yang berkaitan dengan masalah prinsip dasar laser, laser semikonduktor, dan pemodelan Gain Amplitudo pada laser semikonduktor *distributed feedback*. Bab III Metodologi, berisi langkah-langkah yang ditempuh dalam Tugas Akhir, yang digambarkan dengan sebuah skema kerja, dan tentang persamaan relasi dispersi beserta penyelesaiannya. Bab IV menampilkan hasil-hasil yang diperoleh dari penelitian berupa hasil simulasi serta analisa terhadap hasil tersebut. Bab V memberikan kesimpulan dari penelitian yang telah dilakukan.

Karena

Tuhansah yang memberikan hikmat,

dari mulutNya

datang pengetahuan dan kepandaian.

BAB II

TINJAUAN PUSTAKA

BAB II

DASAR TEORI

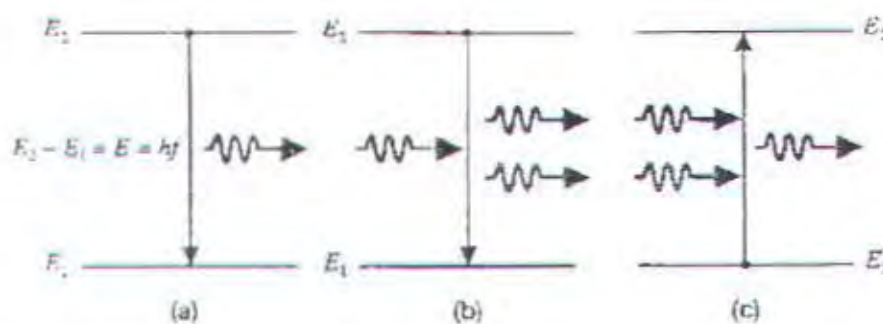
2.1 Perspektif Sejarah

Pada awal tahun 1950an tercipta suatu piranti sebagai sumber gelombang elektromagnetik yang meradiasi dalam spektrum gelombang mikro (*microwave*). Piranti ini disebut dengan *Maser* (Mikrowave Amplifications by Stimulated Emission of Radiation). Maser yang pertama kali ditemukan oleh Charles Hard Townsen dari Amerika Serikat dan Alexander Mikhailovich Prokhorov dan Nikolai Genadievich Basov dari Uni Soviet ini banyak digunakan dalam bidang pertahanan. Pada tahun 1958, Townsen dan Arthur L. Schawlow mengembangkan maser optik yang kemudian dikenal dengan *Laser* (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Pada bulan juli 1960, Theodore H Maiman untuk pertama kalinya berhasil mengoperasikan laser dengan menggunakan medium aktif bahan Ruby.

Sumber cahaya laser memiliki keunggulan dibanding cahaya yang dipancarkan dari sumber cahaya lainnya. Antara lain: laser bersifat monokromatis, kesejajaran tinggi (divergensi kecil), kecerahan tinggi, dan koheren. Dengan sifat koheren laser, pembentukan pola-pola interferensi dalam bidang interferometri menjadi lebih mudah. Laser secara luas telah diaplikasikan dalam bidang spektroskopi, industri, kesehatan, hiburan, komunikasi, pertahanan dan sebagai sumber cahaya dalam pengujian ilmiah pada skala laboratorium [Rahayuningtjas, 2002].

2.2 Interaksi Radiasi Dua Tingkat Energi

Satu cara untuk memahami gejala fisis mengenai proses penguatan optis di dalam penguat optik adalah dengan memperhatikan sistem dua tingkat sederhana seperti ditunjukkan pada Gambar 2.1. Deskripsi ini cukup memberikan gambaran kualitatif yang akurat dalam proses fisis yang terjadi di dalam gas, kondisi padat, laser semikonduktor atau penguatan optik. Terdapat tiga proses radiatif dasar yang berperan ketika gelombang elektromagnetik berinteraksi dengan material penguat (*lasing material*), yaitu emisi spontan, emisi terstimulasi dan emisi absorpsi. Emisi spontan, dikarenakan sifat alamiahnya, dipancarkan dengan rentang frekuensi yang lebar. Perilaku dinamis dari laser atau penguat optik sering digambarkan secara presisi dengan mengatur pasangan persamaan rata-rata yang terlibat dalam ketiga proses radiasi dimaksud. Dalam bentuk yang sederhana, terdapat beberapa persamaan diferensial simultan yang menggambarkan populasi inversi dan radiasi laser sebagai fungsi waktu.



Gambar 2.1 Proses radiasi pada sistem dua tingkat: (a) emisi spontan; (b) emisi terstimulasi; dan (c) absorpsi.

2.2.1 Proses Radiasi

Dalam sistem penguatan optik dua tingkat, atom-atom dapat menduduki satu dari dua tingkat energi E_1 dan E_2 yang dipisahkan oleh celah energi $E = E_2 - E_1$.

Saat eksitasi, energi atom-atom bertambah sehingga atom berpindah dari tingkat energi E_1 ke tingkat energi E_2 . Sebaliknya, atom-atom kemungkinan kehilangan energinya akan berpindah dari tingkat energi E_2 ke tingkat energi E_1 . Transisi atom antar kedua tingkat energi tersebut dapat digambarkan dengan akurat oleh mekanika kuantum. Masalah ini dianalisa oleh Einstein berdasarkan postulat-postulat fisika yang befokus kepada transisi radiasi. Ketika atom mengalami transisi diantara kedua tingkat energi dapat mengemisi atau mengabsorbsi foton pada frekuensi $f = E/h$, dengan h adalah konstanta Planck. Di bawah keadaan normal, atom akan berada pada tingkat yang lebih rendah karena sistem fisis cenderung lebih stabil pada kondisi energi terendah. Ketika ada foton yang datang, atom-atom berpeluang untuk tereksitasi ke tingkat energi yang lebih tinggi, tetapi akan kembali lagi ke kondisi dasar dengan melepaskan foton dengan energi sebesar E . Untuk lebih memahaminya, akan dipelajari 3 proses radiasi dalam proses pembalikan populasi.

2.2.2 Emisi Spontan

Emisi spontan adalah proses radiasi acak dimana atom yang berada pada keadaan tereksitasi E_2 mengalami transisi ke keadaan energi dasar E_1 , sehingga melepaskan energi E dalam bentuk foton sebagaimana ditunjukkan pada Gambar 2.1(a). Jika kerapatan populasi dari kondisi energi eksitasi adalah N_2 dan energi lebih rendah adalah N_1 , kemudian rata-rata dari transisi spontan atom sebanding dengan N_2 , sesuai persamaan:

$$\left[\frac{dN_2}{dt} \right]_{sp} = - \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{sp} = -A_{21}N_2 \quad (2.1)$$

dengan A_{21} disebut probabilitas emisi spontan.

Waktu hidup (*Lifetime*) emisi spontan, $\tau_{21,sp}$ didefinisikan sebagai waktu rata-rata dimana atom bertahan pada keadaan tereksitasi sebelum berperan dalam emisi spontan, nilainya sebanding dengan $1/A_{21}$. Peluang atom-atom mengalami transisi spontan pada waktu dt adalah $A_{21} dt$. Kerapatan populasi elektron pada keadaan tereksitasi adalah:

$$N_2 = N_2^0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{21,sp}}\right) \quad (2.2)$$

dengan N_2^0 adalah nilai dari N_2 pada $t = 0$. Persamaan (2.2) membenarkan fakta bahwa jika sistem atom menghasilkan emisi spontan, maka N_2 menjadi penyebab timbulnya kerapatan populasi pada N_1 di kondisi energi yang lebih rendah.

2.2.3 Emisi Stimulasi

Foton dengan energi disekitar energi eksitasi berpeluang menstimulasi atom-atom untuk memancarkan radiasi saat bertransisi ke tingkat energi yang lebih rendah, jika tidak maka akan atom-atom hanya akan bertransisi secara spontan tanpa mengemisi radiasi. Foton yang tercipta melalui proses stimulasi memiliki frekuensi, fase, arah dan polarisasi yang sama dengan foton penstimulasi. Emisi stimulasi dikaitkan dengan perbedaan tingkat energi spesifik dalam suatu material, dan emisi foton menunjukkan ketinggian derajat dari koherensi spasial dan temporal dengan peristiwa foton (lihat Gambar 2.1 (b)). Dalam prakteknya, sedikit dari koherensi temporal sempurna bisa dicapai karena kehadiran yang acak dalam transfer radiasi. Sebagai perbandingan, emisi spontan tidak memiliki fase terbatas dan hasil emisi foton bisa berada pada berbagai arah.

Rata-rata emulasi terstimulasi tergantung pada daerah masukan sebagaimana halnya jumlah atom menjadi terstimulasi dan diberikan oleh :

$$\left[\frac{dN_2}{dt} \right]_{st} = - \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{st} = -B_{21}N_2\rho(f) \quad (2.3)$$

dengan $\rho(f)$ adalah rata-rata kerapatan energi spektral per unit frekuensi untuk radiasi blackbody dan B_{21} adalah probabilitas emisi terstimulasi per unit waktu per unit kerapatan energi spektral. Nilai $\rho(f)df$ menyatakan total kerapatan foton dengan interval frekuensi f dan df . Sebagaimana akan ditunjukkan pada bagian berikutnya, emisi terstimulasi adalah kebalikan dari emisi absorpsi.

2.2.4 Absorpsi

Sebuah elektron pada kondisi energi yang lebih rendah, setelah mengabsorpsi energi ekuivalen ke E , akan berada pada kondisi energi eksitasi. Keberadaan daerah radiasi *quasimonocromatic* dari frekuensi f , membuat populasi kondisi eksitasi rendah berkurang sebanding dengan jumlah rata-rata pada populasi dari keadaan tersebut dan kerapatan radiasi. Proses penguatan balik ini disebut *absorpsi* dan ditunjukkan pada Gambar 2.1(c). Nilai absorpsi rata-rata diberikan sebagai berikut :

$$\left[\frac{dN_2}{dt} \right]_{abs} = - \left[\frac{dN_1}{dt} \right]_{abs} = B_{12}N_1\rho(f) \quad (2.4)$$

dengan B_{12} adalah probabilitas absorpsi per satuan kerapatan energi spektral. Energi masukan akan berkurang sebanding dengan jumlah yang telah diabsorpsi oleh sistem atom. Pada kondisi kesetimbangan termal (*thermal equilibrium*), absorpsi foton rata-rata harus sebanding dengan jumlah rata-rata emisi stimulasi dan spontan. Sistem atom yang

berorientasi secara simultan dengan ketiga proses radiasi memiliki nilai rata-rata keseluruhan:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = -A_{21}N_2 + B_{12}N_1\rho(f) - B_{21}N_2\rho(f) \quad (2.5)$$

dengan *equilibrium* $dN_2/dt = dN_1/dt = 0$, dengan menggunakan persamaan (2.5), kita dapat menghitung rasio dari kerapatan populasi, yaitu :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(f)}{A_{21} + B_{21}\rho(f)} \quad (2.6)$$

Jika $N_1=0$ maka tidak akan terdapat absorpsi dan hanya ada emisi terstimulasi, tetapi jika $N_2=0$ hanya akan ada absorpsi. Rasio dari kerapatan populasi pada kesetimbangan termal juga bisa didapatkan dari distribusi Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp(-E/kT) \quad (2.7)$$

dengan g_i ($i=1,2$) menunjukkan bobot populasi, sesuai dengan jumlah cara dimana atom bisa memiliki energi sama dengan E_i . Nilai rasio N_2/N_1 selalu berkurang ketika $E_2 > E_1$ dan $T > 0K$. Pada umumnya perbedaan tingkat energi berkisar antara 10^{-19} joule atau lebih, dan juga kesetimbangan termal (300K) N_1 melebihi N_2 oleh faktor 10^8 . Hal ini mengakibatkan penguatan optis tidak terjadi pada kesetimbangan termal. Kerapatan energi spektral dapat ditentukan dengan menggunakan persamaan (2.5) dan persamaan (2.7) :

$$\rho(f) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left[\frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp(E/kT) - 1 \right]^{-1} \quad (2.8)$$

Kerapatan energi spektral juga diberikan oleh radiasi Planck [Shiraz, 1996] :

$$\rho(f) = \frac{8\pi hf^3 n^3}{c^3 [\exp(E/kT) - 1]} \quad (2.9)$$

2.3 Kebalikan Huni

Sistem dengan dua tingkat energi E_1 dan E_2 masing-masing ditempati oleh atom sebanyak N_1 dan N_2 . Bila sistem berada pada suatu tempat dengan suhu T , maka menurut statistika Boltzman dalam keadaan setimbang termal akan memenuhi hubungan:

$$\frac{N_1}{N_2} = \text{Exp}(E_2 - E_1) / KT \quad (2.8)$$

Telah diketahui bahwa kebolehjadian atom-atom berpindah dari tingkat energi E_1 ke tingkat energi E_2 sama dengan kebolehjadian atom-atom berpindah dari tingkat energi E_2 ke tingkat energi E_1 . Hubungan ini dapat dinyatakan dengan:

$$N_1 \rho(\nu_{12}) B_{12} = N_2 \rho(\nu_{12}) B_{21} + A_{21} N_2 \quad (2.9)$$

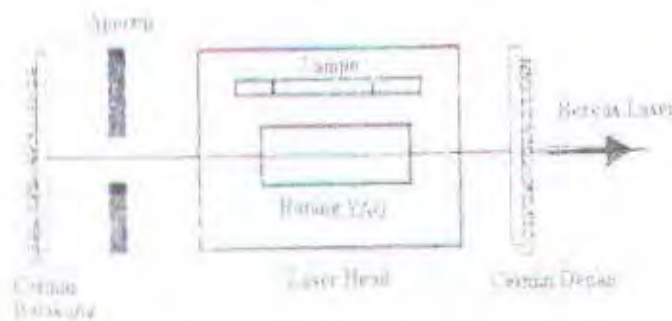
Dari persamaan (2.8), apabila $E_2 > E_1$ maka diperoleh $N_1 > N_2$. Ini berarti bila sistem berinteraksi dengan cahaya, kebolehjadian terbesar yang dapat terjadi adalah proses *absorpsi*. Bila $\rho(\nu_{12})$ dibuat cukup besar akan menyebabkan jumlah atom-atom pada kedua tingkat energi sama ($N_1 = N_2$), sehingga sistem akan menghasilkan kebolehjadian emisi terstimulasi yang sama besar dengan kebolehjadian absorpsi cahaya yang datang. Supaya kebolehjadian emisi terstimulasi lebih besar dari proses lainnya, maka harus dibuat suatu keadaan dengan $N_2 > N_1$. Keadaan ini disebut *kebalikan huni* (*population inversion*). Untuk menghasilkan kebalikan huni dapat diperoleh dengan cara pemompaan.

Untuk tingkat energi E_2 yang mula-mula kosong, perubahan jumlah atom-atom pada tingkat energi E_2 dirumuskan :

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_p = W_p N_1 \quad (2.10)$$

dengan W_p adalah laju pemompaan dari E_1 ke E_2 . Walaupun struktur energi dari suatu medium aktif laser sangat kompleks, namun dapat dibuat suatu model dengan sistem tiga tingkat energi atau sistem empat tingkat energi [Agrawal, 1993].

Ketiga fenomena radiasi yang telah dibahas di atas merupakan prinsip dasar dari terjadinya laser. Laser pada umumnya terdiri atas kaviti dengan sepasang cermin pada kedua sisinya, dan berisi bahan yang dapat meradiasi foton secara terstimulasi (medium aktif). Untuk memperoleh gambaran tentang struktur laser sederhana, perhatikan Gambar 2.2. Berdasarkan medium aktif yang digunakan, laser dikelompokkan menjadi 4 tipe: laser padat, laser cair, laser gas dan laser semikonduktor.

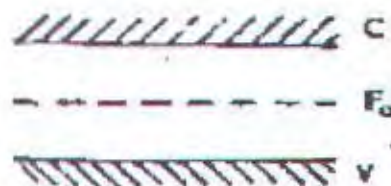


Gambar 2.2 Struktur sederhana dari laser.

2.4 Laser Semikonduktor

Dalam semikonduktor, harga-harga energi yang tersedia untuk elektron dapat dibagi dalam dua kelompok. Dalam masing-masing kelompok keadaan energinya dekat satu dengan yang lain sehingga tumpang-tindih dan berbaur ke dalam satu pita energi. Karena itu, pembahasan tingkat-tingkat energinya harus dilakukan dalam pita-pita ini. Salah satu kelompok membentuk apa yang dinamakan *pita valensi (valence band)*, dimana elektron-elektron terikat menjadi satu dan tidak dapat bergerak bebas, karena

elektron-elektron ikatan dalam satu atom tidak bebas bergerak dalam gas. Kelompok yang lain membentuk *pita penghantar (conduction band)*. Elektron dalam pita ini bebas bergerak keseluruh benda padat. Namun mereka terikat ke benda padat secara keseluruhan, dan tidak dapat keluar dari permukaan. Dua pita tersebut terpisah oleh suatu daerah energi yang dinamakan *celah terlarang (forbidden gap)*; elektron dalam benda padat mungkin tidak mempunyai harga energi di dalam celah terlarang. Skema energi untuk semikonduktor ditunjukkan dalam Gambar 2.3.



Gambar 2.3 Skema tingkat energi untuk semikonduktor.

Agar arus dapat mengalir dalam suatu bahan, harus ditambahkan sejumlah energi kepada elektron untuk mempercepatnya. Dalam semikonduktor murni, yang juga dinamakan *semikonduktor intrinsik* pada $T = 0^\circ\text{K}$ pita hantaran kosong dan semua tempat yang tersedia dalam pita valensi telah terisi dengan elektron, sehingga satu elektron yang ingin dipercepat tidak mempunyai tujuan berpindah. Karena itu tidak ada arus yang mengalir dalam semikonduktor pada $T = 0^\circ\text{K}$. Jika temperatur naik, agitasi panas yang membesar menaikkan beberapa elektron ke pita hantaran kosong dan akan dihasilkan pasangan elektron-hole bebas. Elektron-elektron ini dapat dipercepat untuk menghasilkan arus.

Jika kristal berisi percampuran (*impurity*), sifat-sifat hantarannya berubah mendadak. Atom-atom pencampur dapat dijumpai pada dua tempat: mereka dapat

mengganti atom-atom asli dalam jaringan atau dapat terjadi diantara atom-atom jaringan. Dalam banyak peristiwa, pencampur-pencampur ini menggantikan atom-atom normal.



Gambar 2.4 Tingkat-tingkat energi donor dan akseptor.

Hal ini menyatakan bahwa peran pencampur sebagai penimbul hantaran arus dalam semikonduktor. Terdapat dua cara dimana listrik dapat dihantarkan lewat semikonduktor, tergantung pada alam pencampur dalam bahan. Misalnya semikonduktor disiapkan dengan menambah sejumlah kecil unsur golongan V ke dalam salah satu unsur dari golongan IV, misalnya fosfor ditambahkan ke dalam silikon. Karena tiap atom fosfor mempunyai lima elektron valensi, sedangkan atom silikon yang digantikannya mempunyai empat elektron valensi, akan terdapat elektron berlebihan yang tersedia untuk penghantaran. Elektron-elektron penghantar bermuatan negatif sehingga semikonduktor dinamakan *semikonduktor tipe-n*. Pencampur yang mempunyai elektron valensi lebih banyak daripada atom tuan rumah dinamakan pencampur donor. Fosfor merupakan donor. Donor dapat menyumbangkan elektron kepada pita hantaran keadaan terendah yang berada dalam celah-terlarang tetapi sangat dekat dengan pita hantaran (Gambar 2.4). Seandainya fosfor diganti dengan unsur dari golongan III, misalnya indium yang mempunyai tiga elektron valensi. Dengan demikian, terdapat kekurangan elektron-elektron valensi. Dalam keadaan ini, atom pencampur tiga valensi

akan mengambil satu elektron dari atom jaringan normal dan dengan demikian menjadi bermuatan negatif, dan akibatnya menghasilkan *hole* di mana-mana, yang berperan seakan-akan bermuatan positif. Semikonduktor ini dinamakan *semikonduktor tipe-p*. Pencampuran yang mempunyai elektron valensi lebih sedikit daripada atom tuan-rumah (yaitu indium) dinamakan *akseptor*. Atom akseptor ini mengambil elektron dari pita valensi dan meninggalkan *hole* di jaringan.

Sejumlah semikonduktor dari kedua jenis itu dapat dibuat dengan menambahkan pencampur yang cocok untuk zat tersebut. Jadi tellurium yang ditambahkan ke arsenida galium membentuk semikonduktor tipe-n; sedangkan seng membentuk semikonduktor tipe-p.

Kristal dapat juga dibuat dengan sebagian tipe-p dan sebagian tipe-n. Daerah perpindahan dinamakan *sambungan p-n* (*p-n junction*). Jika daerah-p dari kristal dicatu positif, lubang suntikan disuntikkan (diinjeksikan) dari daerah-p ke dalam daerah-n dan elektron dari daerah-n ke dalam daerah-p. Pembawa asing akan segera menggabung lagi (rekombinasi) dengan pembawa berlawanan muatan dan dalam proses mengeluarkan energi berlebihan untuk panas atau cahaya. Jika energi rekombinasi keluar mempunyai bentuk panas, seperti dalam peristiwa silikon atau germanium, bahan-bahan tersebut tidak bermanfaat untuk aksi laser. Dalam arsenida galium, banyak energi yang dipancarkan berbentuk cahaya dan oleh sebab inilah campuran ini secara ekstensif digunakan dalam laser semikonduktor. Panjang gelombang cahaya yang dipancarkan tergantung pada *energi aktivasi* yang diperlukan untuk membebaskan elektron valensi. Energi aktivasi dari arsenida galium sama dengan $\sim 1,4$ eV dan foton yang dipancarkan mempunyai panjang gelombang $\sim 9000\text{\AA}$.

Jadi jika arus dilewatkan melalui hubungan p-n dari kristal yang disiapkan untuk spesifikasi tertentu, daerah sambungan akan memancarkan radiasi. Pertanyaannya adalah bagaimana radiasi ini dapat diperkuat?

Jika cahaya dengan panjang gelombang yang cocok melewati semikonduktor maka kemungkinan besar akan diserap dan melewati energinya ke salah satu elektron dalam pita valensi, yang kemudian dinaikkan ke salah satu keadaan dari pita hantaran. Ada pula kemungkinan lain. Foton yang datang kemungkinan akan mendorong elektron hantaran bergabung kembali dengan lubang melepaskan energi rekombinasinya sebagai foton tambahan, yang dari semua segi serupa dengan foton asli yakni merupakan proses penguatan. Tetapi kemungkinan kejadian seperti itu kecil karena adanya sejumlah besar elektron bebas dan sejumlah besar lubang, suatu kondisi yang tidak pernah dicapai dalam kesetimbangan panas. Tetapi, dengan rangsangan yang cukup, jumlah elektron dalam bagian bawah pita hantaran dapat dibuat melebihi jumlah hole dalam puncak pita valensi. Kondisi ini biasanya dijumpai dalam daerah sempit dekat daerah sambungan p-n yang dicatu maju, jika rapat arus cukup tinggi. Jika foton asli melintas persis dalam bidang sambungan yang sangat datar, mungkin terjadi penguatan, dan jika foton terus melintas dekat sambungan, penguatan akan membesar. Foton yang mulai aksi mungkin hanya merupakan radiasi rekombinasi yang dipancarkan oleh hubungan itu sendiri.

Agar dapat membuat radiasi diperkuat sepanjang daerah sambungan dengan arah bolak-balik sehingga menaikkan perolehan, maka diperlukan suatu resonator optis yang terdiri dari sambungan p-n. Hal ini dapat dilakukan dengan mengkondisikan kristal sehingga dua permukaan ujungnya persis tegak lurus pada sambungan dan sejajar satu dengan yang lain. Karena kebanyakan semikonduktor mempunyai indeks bias tinggi, pemantulan pada perpindahan udara-semikonduktor sangat tinggi dan tidak

diperlukan lapisan khusus. Kedua sisi contoh biasanya dipotong kasar untuk menghindari pantulan yang tidak diinginkan [Laud, 1988].

2.4.1 Syarat untuk Aksi Laser

Kemungkinan penghunian $f(E)$ dari setiap keadaan energi E ditentukan oleh statistik Fermi-Dirac, yakni :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - F_0)/kT]} \quad (2.11)$$

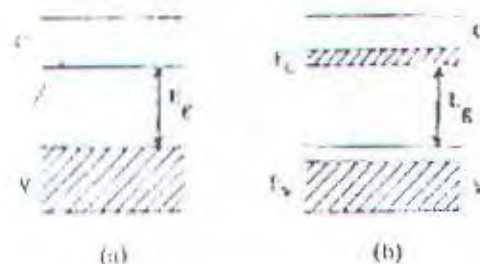
dengan F_0 adalah tingkat energi Fermi dari sistem. Dari persamaan di atas dapat diketahui: jika $E < F_0$, eksponensial dalam penyebut menjadi nol pada saat $T \rightarrow 0$, dan $f(E) = 1$. Sebaliknya, jika $E > F_0$, $f(E) \rightarrow 0$ dengan $T \rightarrow 0$. Yakni jika $T \rightarrow 0^\circ\text{K}$.

$$\begin{aligned} f(E) &= 1 && \text{jika } E < F_0 \\ &= 0 && \text{jika } E > F_0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Jadi, tingkat energi Fermi menggambarkan batas antara tingkat-tingkat yang dihuni penuh dan tingkat yang kosong sama sekali pada $T = 0^\circ\text{K}$. Pada temperatur nol absolut, elektron akan menghuni tingkat-tingkat energi paling bawah. Akibat langsung dari prinsip kekecualian Pauli adalah keadaan kuantum hanya berisi satu fermion, sampai semua fermion mendapat tempat. Dalam keadaan ini, gas dikatakan mengalami degenerasi dan tingkat dihuni paling atas adalah tingkat Fermi. Untuk semikonduktor nondegenerasi tingkat Fermi berada di dalam celah terlarang.

Gambar 2.5(a) menunjukkan tingkat energi semikonduktor pada $T = 0^\circ\text{K}$. Daerah yang diarsir menggambarkan keadaan energi yang penuh. Seandainya beberapa elektron naik dari pita valensi ke pita konduksi (Gambar 2.5(b)). Dalam keadaan ini semikonduktor tidak berada dalam kesetimbangan paras. Walaupun demikian,

kesetimbangan akan dicapai dalam tiap pita dalam waktu yang singkat $\sim 10^{-13}$ detik dimana elektron dalam pita hantaran akan turun sampai tingkat terbawah dari pita tersebut, dan setiap elektron dekat puncak dari pita valensi juga akan turun sampai tingkat kosong terendah, meninggalkan puncak pita valensi penuh dengan hole. Hal ini juga jelas dari Persamaan 2.11. Proses yang menaikkan populasi dalam pita hantaran, akan menaikkan $f(E)$, yakni menaikkan F di atas harga kesetimbangan F_0 . Jadi, ada pembalikan populasi antara pita valensi yang dapat mengakibatkan kenaikan aksi laser.



Gambar 2.5 Tingkat energi semikonduktor (a) $T = 0^\circ\text{K}$, (b) elektron terangsang ke pita hantaran.

Karena kristal tidak dalam kesetimbangan, kemungkinan terduni $f_c(k_j)$, suatu keadaan dari pita hantaran dapat dinyatakan dalam tingkat Fermi lain F_c , dengan:

$$f_c(k_j) = \frac{1}{1 + \exp[(E - F_c)/kT]} \quad (2.12)$$

F_c dinamakan *tingkat Fermi semu* dari elektron dalam pita hantaran dan k_j adalah vektor gelombang dari keadaan bersangkutan. Tingkat tersebut memisahkan zona tingkat-tingkat terduni penuh dan tingkat kosong sama sekali dari pita hantaran. Demikian pula, dapat dinyatakan kemungkinan dari pita valensi sebagai berikut :

$$f_v(k_j) = \frac{1}{1 + \exp[(E - F_v)/kT]} \quad (2.13)$$

Jika berkas cahaya jatuh pada semikonduktor seperti itu, jumlah kuantum N_a yang diserap tiap satuan waktu akan berbanding lurus dengan : (i) kemungkinan perpindahan langsung tiap satuan waktu dari pita valensi ke pita hantaran (B_{vc}); (ii) rapat radiasi datang ($p(\omega)$); (iii) kemungkinan keadaan yang bersangkutan dalam pita valensi terisi ($f_v(k_j)$); dan (iv) kemungkinan bahwa keadaan atas dari pita hantaran kosong, $[1 - f_c(k_j)]$, yakni :

$$N_a = AB_{vc} f_v(k_j) [1 - f_c(k_j)] p(\omega) \quad (2.14)$$

Jumlah kuantum N_e , yang dipancarkan tiap satuan waktu oleh pancaran stimulasi sama dengan :

$$N_e = AB_{cv} f_c(k_j) [1 - f_v(k_j)] p(\omega) \quad (2.15)$$

Konstanta perbandingan A dalam rumus di atas memasukkan rapat keadaan dari dua pita. Agar terjadi penguatan, maka:

$$N_e > N_a \quad (2.16)$$

Dengan memisahkan $B_{vc} = B_{cv}$

kondisi ini dituliskan sebagai berikut :

$$f_c(k_j) [1 - f_v(k_j)] > f_v(k_j) [1 - f_c(k_j)] \quad (2.17)$$

Dengan memasukkan $f_c(k_j)$ dan $f_v(k_j)$ dari persamaan (2.12) dan persamaan (2.13) dan melalui penyederhanaan, didapatkan :

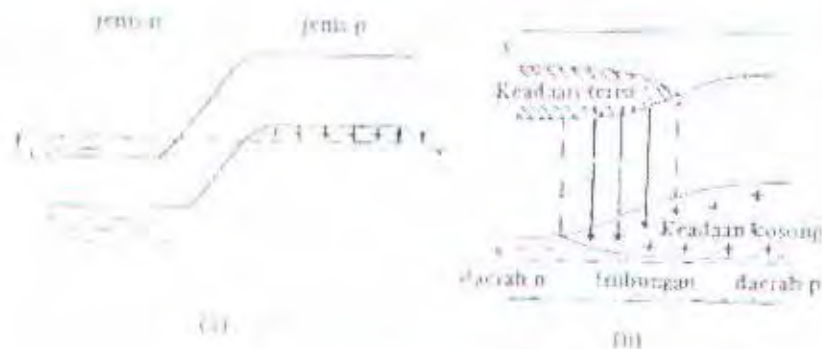
$$E_c(k_j) - E_v(k_j) > E_c(k_j) - E_v(k_j) = \hbar\omega \quad (2.18)$$

Jadi, asalkan tingkat Fermi semu dapat ditentukan untuk tiap dua pita semikonduktor, syarat persamaan (2.18) harus dipenuhi untuk mendapatkan pancaran stimulasi.

Dua persyaratan yang harus dipenuhi jika semikonduktor akan digunakan sebagai bahan laser yaitu: (i) semikonduktor harus sedemikian hingga kemungkinan

perpindahan perpindahan radiasi lewat celah harus tinggi, dan harus melampaui kemungkinan perpindahan non-radiasi dari energi ke jaringan dan seterusnya; (ii) populasi berlebihan harus tetap dijaga lewat perpindahan laser. Persyaratan terakhir dipenuhi oleh suntikan pembawa, yang sumbu pemompaannya adalah arus yang melewati semikonduktor.

Cara yang sederhana untuk memperoleh pembalikan populasi adalah menggunakan semikonduktor dalam bentuk dioda sambungan p-n yang diinjeksi dengan donor dan aseptor. Gambar 2.6(a) menggambarkan diagram energi dari sambungan p-n.



Gambar 2.6 Tingkat-tingkat energi sambungan p-n.

Dalam semikonduktor tipe-n, cukup banyak elektron yang diberikan oleh pencampur untuk mengisi pita hantaran sampai tingkat Fermi (E_F), yang berada dalam pita hantaran. Dalam semikonduktor tipe-p, lubang-lubang ditambah oleh akseptor turun sampai tingkat E_F , yang berada dalam pita valensi. Beda energi antara daerah-p dan daerah-n merupakan tegangan siap terbentuk atau *potensial kontak* dari dioda p-n. Jika tidak diberikan tegangan, elektron dari sisi-n, mengalir ke sisi-p sampai barier potensial listrik terbentuk, yang menghalangi aliran arus selanjutnya. Tingkat-tingkat Fermi dalam kondisi ini berada dalam garis horisontal yang sama. Jika sambungan p-n dicatu

maju, yakni jika tegangan yang diberikan menaikkan sisi-n (relatif terhadap p) Gambar 2.6(b), elektron mengalir ke sisi-p dan hole ke sisi-n dan paling tidak, tumpang tindih dalam bagian dari daerah sambungan (yang dinamakan daerah kosong / *depletion*) dimana elektron dan lubang yang diinjeksikan muncul pada konsentrasi yang tinggi.

Konsentrasi hole yang tinggi menyatakan bahwa sejumlah besar sisi kosong dapat dimasuki elektron. Karena itu, pembalikan populasi ada dalam daerah ini, dan aksi laser akan terjadi jika arus mengalir yang melewati dioda melampaui harga ambang batas tertentu. Jadi jika elektron dan lubang diinjeksikan ke dalam sambungan dari sisi-sisi yang berlawanan pada laju yang cukup tinggi, pembalikan populasi akan terbentuk antara tingkat terisi dekat bagian bawah bawah pita hantaran dan tingkat kosong dekat puncak valensi, dan rekombinasi elektron dengan hole di daerah ini dapat digunakan untuk membangkitkan radiasi koheren. Namun daerah-p dan daerah-n disekeliling sambungan sangat kacau dan panjang gelombang lasernya, sehingga energi rekombinasi kebanyakan didisipasikan dengan berbagai cara yang non-radiasi, seperti misalnya interaksi langsung dengan fonon jaringan. Karena itu, aksi laser terpusat dalam daerah sambungan datar yang sangat tipis [Laud, 1988].

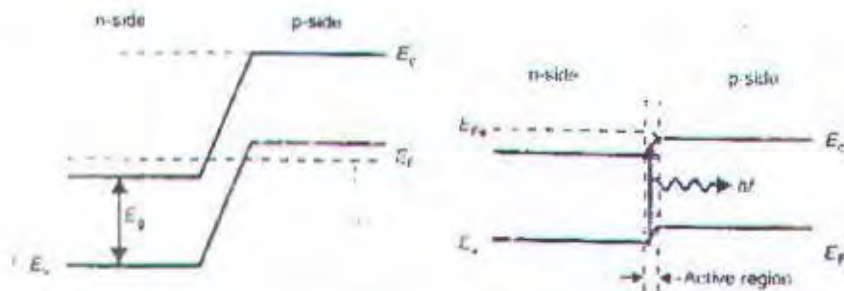
2.4.2 Populasi Inversi

Dalam laser gas seperti CO₂ atau laser He-Ne, sebuah transisi energi terjadi diantara dua tingkat energi diskrit. Dalam laser semikonduktor, tingkat energi ini berkumpul bersama untuk membentuk pita energi. Transisi energi antara pita-pita ini terpisah satu dengan yang lain oleh penghalang energi yang disebut *Energi Gap* (atau celah terlarang). Dengan elektron yang melingkupi bagian dasar, pita terluas yang terisi elektron disebut *pita valensi* dan pita energi tertinggi berikutnya disebut *pita konduksi*.

Kemungkinan dari kondisi elektronik pada energi E didiami oleh sebuah elektron ditentukan oleh fungsi distribusi *Fermi-Dirac*, $f(E)$, dengan :

$$f(E) = 1 / [e^{(E-E_f)/kT} + 1] \quad (2.19)$$

dengan k adalah konstanta Boltzman, T adalah suhu dalam derajat Kelvin dan E_f adalah tingkat Fermi. Konsep dari tingkat Fermi penting dalam menentukan karakteristik semikonduktor. Dengan memberikan $E = E_f$ dari persamaan di atas, fungsi distribusi *Fermi-Dirac* $f(E_f)$ menjadi $1/2$. Dengan kata lain, sebuah tingkat energi pada tingkat Fermi memiliki setengah kemungkinan untuk didiami.



Gambar 2.7 (a) Diagram pita energi pada sambungan p-n tanpa doping.

(b) Pita energi untuk sambungan p-n yang di doping dengan kuat dengan bias maju.

Menurut hubungan Eintein pada sistem dua tingkat, populasi elektron pada kondisi energi yang lebih tinggi jauh melebihi elektron-elektron yang ditemukan dalam kondisi energi yang lebih rendah sebelum gelombang lewat dapat diperkuat. Kondisi ini disebut *Inverst Populasi*. Pada kesetimbangan termal, kondisi ini tidak dapat terpenuhi, untuk membentuk sebuah inversi poulasi sepanjang sambungan p-n pada semikonduktor, baik tipe-p maupun tipe-n harus didoping dengan keras sehingga konsentrasi doping melebihi kerapatan dari kondisi pita. Doping ini begitu keras

sehingga tingkat Fermi dipaksa menuju ke pita energi. Sebagai hasilnya, bagian atas dari pita valensi dari material tipe-p (dari level Fermi E_F ke ujung pita valensi E_v) tetap kosong. Sama dengan hal itu, bagian bawah dari pita konduksi juga harus di doping. Gambar 2.7(a) menunjukkan diagram pita energi untuk sambungan p-n tanpa doping. Pada kesetimbangan termal, setiap transisi energi antara pita valensi dan pita konduksi jarang terjadi.

Dengan menggunakan sumber energi eksternal, kesetimbangan diganggu. Energi eksternal datang dalam bentuk pembiasan eksternal yang membuat lebih banyak elektron untuk didorong ke kondisi energi yang lebih tinggi. Inversi populasi kemudian dikatakan tercapai ketika tegangan bias maju mendekati celah pita energi yang digunakan untuk memotong sambungan, lapisan deplesi yang terbentuk sepanjang sambungan p-n jatuh. Seperti tampak pada Gambar 2.7 (b), tingkat quasi Fermi dalam pita konduksi (E_{Fc}) dan dalam pita valensi (E_{Fv}) terpisah satu dengan yang lain di daerah bawah pembiasan maju. Secara kuantitatif, E_{Fc} dan E_{Fv} dapat dijelaskan dalam istilah dari konsentrasi pembawa sehingga :

$$N = n_i e^{(E_{Fv} - E_i) / kT} \quad (2.20)$$

dan

$$P = n_i e^{(E_i - E_{Fc}) / kT} \quad (2.21)$$

dengan E_i adalah tingkat Fermi intrinsik, n_i adalah konsentrasi pembawa intrinsik, dan N dan P adalah konsentrasi dari elektron dan hole. Sepanjang daerah p-n , terdapat daerah aktif yang sempit yang berisi populasi elektron dan hole yang berkurang secara simultan. Di sini inversi populasi terpenuhi dan rekombinasi pembawa mulai terjadi.

Karena distribusi populasi dalam semikonduktor mengikuti fungsi distribusi Fermi-Dirac, kemungkinan dari pita konduksi yang didiami pada energi E_a dapat dijelaskan oleh :

$$f_c(E_a) = \frac{1}{1 + e^{(E_a - E_{Fc})/kT}} \quad \text{dengan} \quad E_a > E_{Fc} \quad (2.22)$$

Demikian juga kemungkinan pita valensi didiami pada energi E_b dapat dijelaskan sebagai:

$$f_v(E_b) = \frac{1}{1 + e^{(E_b - E_{Fv})/kT}} \quad \text{dengan} \quad E_b < E_{Fv} \quad (2.23)$$

Karena setiap transisi yang menurun menunjukkan bahwa sebuah elektron melompat dari pita konduksi ke pita valensi dengan pelepasan sebuah foton tunggal, kecepatan transisi menurun total, $R_{a \rightarrow b}$ sebanding dengan kemungkinan bahwa pita konduksi didiami sedangkan pita valensi kosong. Dengan kata lain, hal tersebut dapat ditunjukkan sebagai :

$$R_{a \rightarrow b} \propto f_c(E_a) (1 - f_v(E_b)) \quad (2.24)$$

demikian juga, kecepatan transisi naik total, $R_{b \rightarrow a}$ menjadi :

$$R_{b \rightarrow a} \propto f_v(E_b) (1 - f_c(E_a)) \quad (2.25)$$

Sebagai hasilnya, kecepatan transisi menurun efektif menjadi :

$$\begin{aligned} R_{a \rightarrow b}(\text{net}) &= R_{a \rightarrow b} - R_{b \rightarrow a} \\ &\approx f_c(E_a) - f_v(E_b) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Untuk memenuhi inversi populasi, hubungan di atas harus tetap positif. Dengan kata lain, sangat penting untuk memiliki :

$$f_c(E_a) > f_v(E_b) \quad (2.27)$$

Dengan memberikan $E_g = E_h = hf$ dan menggunakan fungsi distribusi Fermi-Dirac, persamaan di atas menjadi :

$$E_{Fc} - E_{Fv} > hf \quad (2.28)$$

yang dikenal sebagai kondisi *Bernard-Duraffourg*. Karena energi dari foton teradiasi harus melebihi atau sama dengan celah energi (E_g), kondisi akhir untuk penguatan dalam semikonduktor menjadi :

$$E_{Fc} - E_{Fv} > hf \geq E_g \quad (2.29)$$

Dari sistem dua tingkat sederhana ke sambungan p-n semikonduktor, kondisi yang sangat penting untuk penguatan cahaya telah terbentuk. Untuk memperpanjang osilasi laser, mekanisme umpan balik optik tertentu sangatlah penting [Shiraz, 1996].

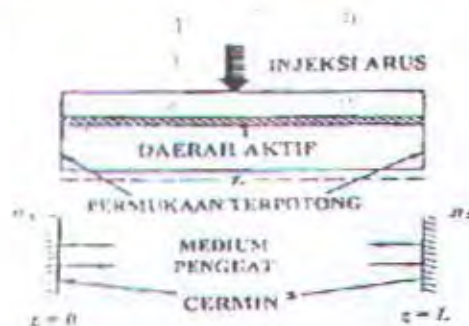
2.4.3. Umpan Balik dan Ambang Laser

Penguatan optis tidak cukup untuk bekerjanya laser. Unsur lain yang diperlukan adalah *umpan balik*. Umpan balik akan mengubah suatu penguatan menjadi osilator. Pada kebanyakan laser, umpan balik diperlukan untuk menempatkan medium penguat di dalam kaviti optis yang dibentuk dari dua cermin yang disebut kaviti *Fabry-Perot (FP)*. Pada kasus laser semikonduktor, tidak diperlukan cermin luar karena belahan permukaan bertindak sebagai cermin dengan reflektivitas :

$$R_m = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (2.30)$$

Untuk n adalah indek bias medium penguat. Biasanya $n = 3,5$ yang menghasilkan reflektivitas 30%. Kaviti Fabry-Perot dibentuk oleh dua permukaan terbelah yang bersifat menyerap energi, karena penguatan yang cukup besar maka rugi daya yang

tinggi masih dapat ditoleransi. Gambar 2.8 menunjukkan struktur dasar laser semikonduktor dan kaviti Fabry-Perot yang terkait dengan struktur ini.



Gambar 2.8 Struktur laser semikonduktor dan kaviti Fabry-Perot.

Konsep *ambang laser* dapat dipahami dengan catatan bahwa fraksi tertentu foton yang dihasilkan emisi terstimulasi hilang karena rugi kaviti dan diperlukan untuk melengkapi basis kontinu. Jika penguatan optis tidak cukup besar untuk mengkompensasi rugi daya, populasi foton tidak dapat terbangun, yang merupakan besarnya penguatan maksimum yang diperlukan untuk bekerjanya laser. Besaran ini dapat diwujudkan hanya jika laser dipompa di atas tingkat ambang. Arus yang diperlukan untuk mencapai ambang tersebut dinamakan *arus ambang*.

Cara mudah untuk mendapatkan kondisi ambang adalah dengan menyelidiki bagaimana amplitudo gelombang bidang berubah selama satu perjalanan bolak-balik (satu periode perjalanan antar cermin). Tinjau gelombang bidang dengan amplitudo A_0 , dengan frekuensi ω , dan bilangan gelombang $k = n\omega/c$. Selama satu perjalanan bolak-balik (satu periode), amplitudo bertambah dengan $\exp[(g/2)(2L)]$ karena penguatan (g adalah penguatan daya) dan fasenya berubah dengan $2kL$, untuk L adalah panjang kaviti laser. Pada waktu yang sama, amplitudonya berubah dengan $(r_1 r_2)^{1/2} \exp(-\alpha_{int} L)$ karena pantulan pada permukaan laser dan karena rugi daya dalam α_{int} yang mencakup serapan,

hamburan terhadap pembawa bebas dan mekanisme lain yang mungkin. Dalam hal ini r_1 dan r_2 adalah reflektivitas permukaan laser. Meskipun dalam banyak kasus $r_1 = r_2$, kedua reflektivitas dapat berbeda jika permukaan laser diberikan lapisan untuk mengubah reflektivitas alaminya. Pada keadaan mantap, gelombang bidang akan tetap tidak berubah setelah satu periode perjalanan yaitu :

$$A_0 \exp(gL) (r_1 r_2)^{-1/2} \exp(\alpha_m L) \exp(2ikL) = A_0 \quad (2.31)$$

Dengan menyamakan amplitudo dan fase antara ruas kiri dan ruas kanan, diperoleh :

$$g = \alpha_m + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) = \alpha_m + \alpha_{mir} = \alpha_{cav} \quad (2.32)$$

$$2kL = 2m\pi \quad \text{atau} \quad \nu = \nu_m = \frac{mc}{2nL} \quad (2.33)$$

Untuk $k = 2\pi\nu/c$ dan m merupakan bilangan bulat. Persamaan (2.32) menunjukkan bahwa penguatan sama dengan rugi daya total kaviti α_{cav} pada dan di atas nilai ambang. Persamaan (2.33) menunjukkan bahwa frekuensi laser ν harus cocok dengan salah satu frekuensi yaitu $\nu_m = mc/(2nL)$, untuk m merupakan bilangan bulat. Frekuensi tersebut berkait dengan *moda longitudinal* dan ditentukan oleh panjang lintasan optis (nL). Spasi $\Delta\nu_L$ diantara moda longitudinal adalah konstan ($\Delta\nu_L = c/2nL$) jika kebergantungan indeks bias n terhadap frekuensi diabaikan. Hal ini diberikan oleh $\Delta\nu_L = c/(2n_g L)$ apabila sudah dicakupkan dispersi bahan. Dalam hal ini indeks bias grup n_g didefinisikan sebagai $n_g = n - \omega(dn/d\omega)$. Pada umumnya $\Delta\nu_L = 100\text{-}200$ GHz untuk $L = 200\text{-}400$ μm [Sunarno, 2001].

2.5. Laser Semikonduktor DFB

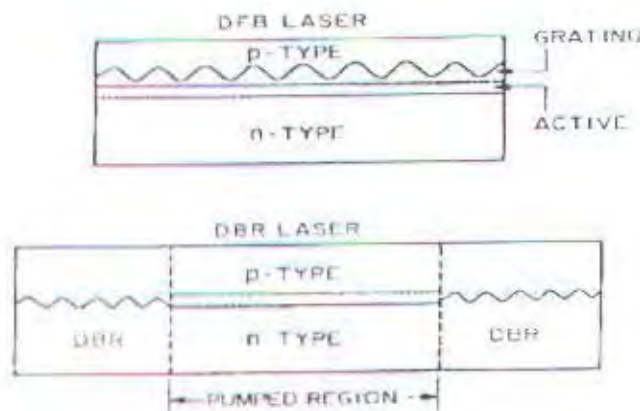
Dalam laser semikonduktor konvensional tipe Fabry-Perot, umpan balik disediakan oleh cermin pemantul (*facet reflections*) yang besarnya sama untuk semua

mode longitudinal. Satu-satunya diskriminasi mode longitudinal seperti laser disajikan oleh penguatan spektrum itu sendiri. Namun karena penguatan spektrum pada umumnya lebih luas dibandingkan jarak mode longitudinal, mode diskriminasi yang dihasilkan lebih lemah. Salah satu cara untuk meningkatkan pemilihan mode ialah dengan membuat umpan balik *frequency-dependent* sehingga kerugiannya berbeda untuk mode longitudinal yang berbeda. Dua mekanisme bermanfaat yang telah ditemukan dalam hal ini dikenal sebagai mekanisme *distributed feedback* dan *coupled-cavity*. Distributed-Feedback (DFB) laser diuraikan dalam bab ini.

Sebagaimana namanya, tujuan dari umpan balik bagi penguatan dalam laser semikonduktor DFB adalah agar foton tidak dilokalisasi di permukaan tetapi didistribusikan sepanjang kaviti. Hal ini dicapai melalui penggunaan *grating* sehingga ketebalan satu lapisan (terkait dalam heterostruktur) bervariasi secara periodik sepanjang kaviti. Hasil dari gangguan (*perturbation*) berkala dari indeks-refraksi memberikan umpan balik atas pengaruh hamburan *Bragg*, dengan pasangan gelombang propagasi depan dan belakang. Pemilihan mode mekanisme DFB dihasilkan dari kondisi Bragg. Menurut kondisi Bragg, penggabungan koheren antara gelombang *counterpropagating* terjadi hanya untuk panjang gelombang seperti grating dengan periode $\Lambda = m\lambda_m/2$, dengan λ_m adalah panjang gelombang di dalam medium laser dan bilangan m adalah orde Bragg. Dengan menentukan nilai Λ , alat seperti itu dapat dibuat untuk menyediakan DFB hanya pada panjang gelombang terpilih.

Kogelnik dan Shank adalah orang pertama yang mengamati gejala penguatan di dalam suatu struktur berkala yang menggunakan mekanisme DFB. Sejak saat itu, laser semikonduktor DFB mulai menarik perhatian baik secara eksperimen maupun secara teoritis. Walaupun kebanyakan pada awalnya berkaitan dengan laser GaAs,

kebutuhan akan suatu *single-frequency* laser semikonduktor yang beroperasi di panjang gelombang minimum $1.55 \mu\text{m}$ telah mengakibatkan pengembangan laser DFB InGaAsP. Dari sudut pandang penggunaan alat, laser semikonduktor yang memanfaatkan DFB dapat digolongkan ke dalam dua kategori : DFB laser dan DBR laser. Ini ditunjukkan secara sistematis pada Gambar 2.9. Pada laser DBR, grating dekat ujung rongga dan umpan balik yang didistribusikan tidak berlangsung di pusat daerah aktif. Daerah akhir korugasi bertindak sebagai cermin efektif yang memantulkan DFB asal dan kemudian menjadi gelombang sendiri [Agrawal, 1993].



Gambar 2.9. Struktur DFB dan DBR.



2.6. Struktur Laser Semikonduktor DFB

Semua struktur laser semikonduktor dapat diterapkan untuk membuat suatu laser semikonduktor DFB dengan *pengetsaan etching* pada salah satu lapisan. Pengetsaan langsung pada lapisan aktif biasanya tidak disukai karena dapat meningkatkan tingkat nonradiatif rekombinasi dengan adanya cacat di daerah aktif itu. Hal ini akan mempengaruhi performa alat dengan menghasilkan ambang arus yang lebih tinggi. Grating kemudian di-etsa ke salah satu dari lapisan cladding. Karena hanya bidang yang lenyap yang berhubungan dengan mode transvers dasar yang akan

berinteraksi dengan grating. Sehingga penempatan yang tepat dari grating berkenaan dengan lapisan aktif dan kedalaman korugasi adalah vital dalam menentukan efektivitas dari grating. Periode grating Λ ditentukan oleh panjang gelombang alat dalam medium dan pengaruh Difraksi Bragg yang digunakan untuk DFB. Kondisi Bragg untuk pengaruh m yang menggabungkan antara propagasi gelombang maju dan mundur adalah :

$$\Lambda = m\lambda / 2\bar{\mu} \quad (2.34)$$

dengan μ adalah index efektif mode dan $\lambda/\bar{\mu}$ adalah panjang gelombang di dalam medium. Untuk laser InGaAsP yang bekerja pada $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, maka jika digunakan grating orde pertama ($m=1$) diperoleh besar periode grating $\Lambda \approx 0,23 \mu\text{m}$ dengan $\bar{\mu} \approx 3,4$. Nilai ini menjadi ganda bila digunakan grating orde kedua. Baik grating orde pertama dan orde kedua dimanfaatkan dalam fabrikasi laser DFB InGaAsP.

Teknik holografi sering digunakan untuk membentuk grating dengan periodisitas submikrometer. Hal ini terdiri atas pembentukan pola frinji pada fotoreซิส (deposit pada lapisan permukaan) melalui interferensi diantara dua berkas optis. Pada teknik holografi berkas elektron alternatif, suatu berkas elektron mengkuratkan pola yang diinginkan pada resistor berkas elektron. Kedua metode tersebut menggunakan etsa kimia untuk membentuk guratan grating, dengan resistor yang terpola bertindak sebagai masker. Sekali lagi grating dietsakan pada substrat, lapisan epitaksial banyak tumbuh dengan menggunakan epitaksi fase cair atau fase uap.

Untuk memahami karakteristik operasi laser DFB, yang pertama adalah mempertimbangkan perambatan gelombang pada struktur periodik. Gangguan dielektrik

yang disebabkan oleh grating menghasilkan terjadinya kopling antara gelombang propagasi maju dan mundur yang berhubungan dengan moda laser tertentu.

Dua pendekatan ekuivalen telah digunakan untuk meneliti perilaku devais. Pada pendekatan gelombang terkopel, satu set dari dua persamaan yang bersesuaian dengan *counterpropagating* gelombang maju dan mundur dipecahkan dengan syarat batas khusus yang dapat diterapkan pada devais tersebut. Sebagai alternatif pendekatan ekuivalen, yang pertama diperoleh solusi eigen tipe Bloch dengan asumsi struktur panjang tanpa batas, yang kemudian menerapkan solusi ini pada devais khusus. Dari kedua pendekatan diperoleh penguatan ambang (*threshold*) dan spektrum moda longitudinal laser DFB.

Langkah terbaik adalah dengan menggabungkan beberapa hal yang penting dari kedua pendekatan tersebut. Mulai dari persamaan gelombang sehingga diperoleh persamaan gelombang terkopel dengan solusi umum tanpa memandang syarat batas tertentu, kemudian digunakan untuk menentukan solusi eigen tipe Bloch. Ini kemudian digunakan untuk memperoleh moda longitudinal DFB dan penguatan ambang untuk kasus umum dimana grating dan bidang yang terbelah (*cleaved facets*) berperan dalam umpan balik tersebut [Agrawal, 1993].

2.7. Koefisien Kopling

Dengan menyelesaikan persamaan gelombang terkopel, kita dapat memecahkan kondisi ambang batas dari laser semikonduktor DFB konvensional. Koefisien kopling κ_{RS} κ_{SR} memainkan peranan penting karena dapat mengukur kemampuan umpan balik gelombang sehubungan dengan adanya korugasi. Sejauh ini

koefisien kopling telah didefinisikan dengan memperhatikan perubahan indeks relatif dan penguatan, sehingga :

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} + j \frac{\Delta \alpha}{2} \quad (2.35)$$

pada bagian ini, berdasarkan gangguan umum dari permitivitas relatif, koefisien kopling ternyata berhubungan dengan bentuk, kedalaman dan perioda korugasi. Untuk membangun definisi struktural dari koefisien kopling, dimulai dari persamaan gelombang vektor harmonik waktu :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (2.36)$$

dengan memperbesar konstanta propagasi untuk memasukkan permitivitas relatif, persamaan gelombang di atas menjadi :

$$\nabla^2 + \varepsilon(x, y, z) k_0^2 E = 0 \quad (2.37)$$

dengan ε adalah permitivitas relatif dan $k_0 = \omega/c$ adalah konstanta propagasi ruang bahan. Terdapat perbedaan utama antara pandu gelombang planar dielektrik normal dan pandu gelombang terkorugasi. Dengan mengetahui bahwa korugasi diperbesar ke arah longitudinal, kita dapat menunjukkan permitivitas relatif daerah korugasi dari laser sebagai berikut :

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_{\text{rata}}(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y, z) \quad (2.38)$$

dengan $\varepsilon_{\text{rata}}(x, y)$ adalah permitivitas relatif rata-rata dari bidang x-y, dan $\Delta\varepsilon$ adalah gangguan yang besarnya nol dimanapun kecuali pada daerah korugasi, yang ketebalannya sama dengan ketebalan korugasi. Solusi umum dari solusi gelombang vektor diberikan sebagai :

$$E_z = U(x, y) [C e^{-jk_z z} + D e^{jk_z z}] = E_y \hat{j} \quad (2.39)$$

dengan j adalah vektor satuan sepanjang bidang sambungan untuk mode TE , β adalah konstanta propagasi, dan $U(x,y)$ adalah solusi medan sepanjang bidang x - y . Untuk struktur pandu gelombang yang spesifik, distribusi medan didapatkan dengan menyelesaikan :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + [\epsilon_{mi}(x,y)k_0^2 - \beta^2]U = 0 \quad (2.40)$$

dengan kondisi-kondisi batas tertentu.

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.39) ke persamaan (2.37) dan memasukkan variasi dari C dan D lalu mengalikan persamaan yang dihasilkan dengan $U(x,y)$ dan mengintegalkannya sepanjang bidang x - y , didapatkan :

$$\frac{dC}{dz} e^{-j\beta z} - \frac{dD}{dz} e^{+j\beta z} = \frac{-jk_0^2}{2\beta V} \iint \Delta\epsilon(x,y,z) U^2(x,y) [C e^{-j\beta z} + D e^{+j\beta z}] dx dy \quad (2.41)$$

dengan :

$$V = \iint U^2(x,y) dx dy \quad (2.42)$$

Adalah intensitas mode untuk pandu gelombang planar. Untuk lebih sederhananya, hanya kopling indek yang diasumsikan sehingga $\Delta\epsilon$ adalah nyata. Karena struktur gangguan $\Delta\epsilon$ adalah fungsi periodik dari z , hal ini dapat diperluas dalam deret Fourier sehingga :

$$\Delta\epsilon(x,y,z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{q \neq 0}(x,y) \exp\left(\frac{2jq\pi}{\Lambda}\right) \quad (2.43)$$

dengan $A_{q \neq 0}(x,y)$ adalah koefisien Fourier harmonik ke q yang bergantung pada bentuk, kedalaman dan periode korugasi.

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.43) ke persamaan (2.41) dan dengan menyamakan koefisien dengan suku eksponensial $e^{\pm j\beta z}$, didapatkan :

$$\frac{dC}{dz} = -j\kappa^* D e^{j2\delta z} \quad (2.44)$$

$$\frac{dD}{dz} = j\kappa C e^{-j2\delta z} \quad (2.45)$$

dengan :

$$\begin{aligned} \delta &= \beta - \beta_0 \\ \delta &= \beta - m\pi / \Lambda \end{aligned} \quad (2.46)$$

Dengan δ adalah faktor detuning yang sama dan m adalah pangkat dari difraksi Bragg. Pada umumnya faktor detuning terkecil ditemukan dengan membuat $q = m$ dalam persamaan (2.43). Dalam analisis, fase orde lebih tinggi lainnya telah diabaikan. κ dan κ^* adalah pasangan konjugasi kompleks, yang dapat ditulis sebagai :

$$\kappa = \frac{k_0^2}{2\beta} \frac{\iint A_{q \neq 0}(x, y) U^2(x, y) dx dy}{\iint U^2(x, y) dx dy} \quad (2.47)$$

Ketika korugasi dipindah atau kedalaman grating dilemahkan menjadi nol, pandu gelombang planar telah dibentuk. Dengan menghilangkan koefisien kopling, persamaan gelombang terkopel dapat dipecahkan dengan beberapa fungsi yang tidak bergantung pada z [Shiraz, 1996].

2.8. Efek Bentuk Korugasi Pada Koefisien Kopling

Karena koefisien kopling dihubungkan dengan permitivitas relatif yang terganggu, nilai numerik dari κ bergantung pada bentuk, kedalaman, dan periode dari korugasi. Lebih dari itu komposisi dan ketebalan dari lapisan aktif dan selubung juga

Untuk menyelidiki efek pada bentuk grating periodik yang berbeda, model multi-lapis yang umum, diilustrasikan pada Gambar 2.10. Korugasi cosinusoidal diganti oleh z fungsi yang berubah-ubah secara kontinu pada $Z_1(x) + p\Lambda$ dan $Z_2(x) + p\Lambda$, dengan p adalah sembarang konstanta. Untuk bentuk korugasi periodik, penting bahwa jumlah fungsi korugasi $Z_1(x) - p\Lambda$ dan $Z_2(x) - p\Lambda$ akan membesarkan jarak longitudinal dari periode korugasi, Λ . Untuk penyederhanaannya, konstanta p ditentukan menjadi nol untuk fungsi pertama korugasi yang ditemukan pada bidang x - y positif selama korugasi membesar sepanjang arah z positif. Kemudian dapat ditunjukkan permitivitas relatif $\epsilon(x, z)$ secara analitis sebagai :

$$\begin{aligned}
 \epsilon(x, z) &= n_1^2; & x > d_1 \\
 &= n_2^2; & d_1 > x > d_2 \\
 &\vdots \\
 &= n_l^2; & d_{l-1} > x > d_x + g \\
 &= n_{l+1}^2; & d_x > x > d_{l+1} \\
 &\vdots \\
 &= n_{N-1}^2; & d_{N-2} > x > d_{N-1} \\
 &= n_N^2; & d_{N-1} > x
 \end{aligned} \tag{2.50}$$

untuk lapisan yang berada di luar lapisan yang terkorugasi. Untuk permitivitas relatif dari lapisan tersebut dapat ditulis sebagai :

$$\begin{aligned}
 \epsilon(x, z) &= \sum_{p=-\infty}^{\infty} n_1^2 \{ u[z - Z_1(z) - p\Lambda] - u[z - Z_2(z) - p\Lambda] \} \\
 &\quad + n_{l+1}^2 \{ u[z - Z_2(z) - p\Lambda] - u[z - Z_1(z) - (p+1)\Lambda] \}
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

dengan :

$$u(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi > 0 \\ 0, & \xi < 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

adalah fungsi step dalam ξ . Dengan menggunakan persamaan (2.43) dan persamaan (2.51) dan menentukan $p = 0$, didapat koefisien Fourier harmonik sebagai :

$$A_{q=0} = A_0 = n_{l+1}^2 + \frac{1}{L} [Z_2(x) - Z_1(x)] n_l^2 - n_{l+1}^2 \quad (2.53)$$

untuk $q = 0$ dan

$$\begin{aligned} A_{q \neq 0} &= \frac{1}{\Lambda} \int_{Z_1(x)}^{Z_2(x)+\Lambda} n^2(x, z) e^{\frac{-j2\pi qz}{\Lambda}} dz \\ &= \frac{n_{l+1}^2 - n_l^2}{2j\pi q} \left[e^{\frac{-j2\pi q Z_2(x)}{\Lambda}} - e^{\frac{-j2\pi q Z_1(x)}{\Lambda}} \right] \end{aligned} \quad (2.54)$$

untuk $q \neq 0$. Persamaan yang terakhir dapat dibenarkan karena bentuk integral tersebut dapat dipisahkan sebagai berikut :

$$\int_{Z_1(x)}^{Z_2(x)+\Lambda} = \int_{Z_1(x)}^{Z_2(x)} + \int_{Z_2(x)}^{Z_2(x)+\Lambda} \quad (2.55)$$

Permittivitas relatif pada batas integral yang berbeda dapat ditunjukkan sebagai :

$$n^2(x, z) = \begin{cases} n_l^2, & Z_2(x) > z > Z_1(x) \\ n_{l+1}^2, & Z_1(x) + \Lambda > z > Z_2(x) \end{cases} \quad (2.56)$$

Selama $Z_1(x) + Z_2(x) = \Lambda$, persamaan (2.54) dapat disederhanakan menjadi :

$$A_{q \neq 0} = \frac{n_{l+1}^2 - n_l^2}{m\pi} \sin \left[\frac{2m\pi}{\Lambda} Z_1(z) \right]; \quad d_x < x < d_x + g \quad (2.57)$$

Dengan $q = m$ diasumsikan untuk faktor detuning terkecil. Untuk bentuk trapezoidal pada fungsi korugasi $Z_1(x)$, W_T dan W_B menunjukkan lebar puncak dan lebar daerah bawah dari korugasi. Untuk sederhananya, tepi naik dan tepi turun diasumsikan untuk mendapatkan lebar yang sama dari W . Akhirnya, dengan mengkombinasikan

persamaan (2.57) dengan persamaan (2.49) didapat persamaan akhir dari koefisien kopling untuk laser DFB semikonduktor indeks terkopel murni sebagai berikut :

$$\kappa = \frac{k_0^2 (n_{l+1}^2 - n_l^2)}{2m\pi\beta \int E_y^2(x) dx} \left| \int_{\text{struktur}} \sin \left[\frac{2m\pi Z_1(x)}{\Lambda} \right] E_y^2(x) dx \right| \quad (2.58)$$

tanda absolut pada persamaan di atas digunakan untuk menyakinkan nilai positif untuk koefisien kopling [Shiraz, 1996].

2.9. Solusi Persamaan Pasangan Gelombang

Karakteristik dari laser semikonduktor DFB dapat ditunjukkan dalam pasangan persamaan gelombang terkopel. Kekuatan dari umpan balik diinduksi dari indeks refraksi atau indeks penguatan yang diukur dengan koefisien kopling. Hubungan antara koefisien kopling maju, κ_{RS} dan koefisien kopling mundur, κ_{SR} didapat dari struktur *index-couple* murni, *mixed-couple*, dan *gain-couple* murni. Dengan mengasumsikan perbedaan fase adalah nol antara *indek* dan *gain*, koefisien kopling kompleks dapat dinyatakan sebagai :

$$\kappa_{RS} = \kappa_{SR} = \kappa_l + j\kappa_g = \kappa \quad (2.59)$$

dengan κ adalah sebuah koefisien kopling kompleks. Mengacu pada persamaan dibawah ini :

$$\begin{aligned} E(z) &= C(z)e^{-\tilde{\alpha}z}e^{-j\beta_0 z} + D(z)e^{\tilde{\alpha}z}e^{j\beta_0 z} \\ &= R(z)e^{-j\beta_0 z} + S(z)e^{j\beta_0 z} \end{aligned} \quad (2.60)$$

sebuah solusi coba-coba dari persamaan gelombang terkopel dapat dinyatakan dalam konstanta propagasi Bragg seperti berikut:

$$E(z) = R(z)e^{-j\beta_0 z} + S(z)e^{j\beta_0 z} \quad (2.61)$$

dengan koefisien utama $R(z)$ dan $S(z)$ ditunjukkan sebagai:

$$R(z) = R_1 e^{j\gamma z} + R_2 e^{-j\gamma z} \quad (2.62a)$$

dan

$$S(z) = S_1 e^{j\gamma z} + S_2 e^{-j\gamma z} \quad (2.62b)$$

pada persamaan di atas, R_1, R_2, S_1 dan S_2 merupakan koefisien kompleks dan γ adalah konstanta propagasi kompleks yang ditentukan dari kondisi batas pada permukaan laser. Tanpa memperhitungkan kehilangan secara umum, dapat diasumsikan $\text{Re}(\gamma) > 0$. Sebagai hasilnya, pada kondisi tersebut dengan koefisien R_1 dan S_2 sebagai koefisien utama, terjadi penguatan seperti propagasi gelombang di sepanjang kaviti. Sebaliknya, pada kondisi tersebut, R_2 dan S_1 merupakan koefisien utama yang melemahkan. Dengan mengombinasikan kedua persamaan tersebut di atas dengan persamaan (2.61), bisa didapatkan bentuk yang lebih sederhana dari konstanta propagasi pada penguatan gelombang yang berubah menjadi $\beta_0 - \text{Im}(\gamma)$, sedangkan propagasi gelombang pelemahan ditunjukkan sebagai $\beta_0 + \text{Im}(\gamma)$.

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.62a) dan persamaan (2.62b) dalam persamaan gelombang terkopel, hubungan berikut didapatkan dengan mengumpulkan eksponensial yang identik:

$$\tilde{\Gamma} R_1 = j\kappa e^{-j\Omega} S_1 \quad (2.63a)$$

$$\Gamma R_2 = j\kappa e^{-j\Omega} S_2 \quad (2.63b)$$

$$\Gamma S_1 = j\kappa e^{-j\Omega} R_1 \quad (2.63c)$$

$$\tilde{\Gamma} S_2 = j\kappa e^{-j\Omega} R_2 \quad (2.63d)$$

dengan:

$$\bar{\Gamma} = \alpha_s - j\delta - \gamma \quad (2.64a)$$

$$\Gamma = \alpha_s - j\delta + \gamma \quad (2.64b)$$

Dengan membandingkan persamaan (2.63a) dan persamaan (2.63c) sebuah solusi yang pasti bisa didapatkan jika persamaannya memenuhi syarat untuk:

$$\rho = \frac{\bar{\Gamma}}{j\kappa} = \frac{j\kappa}{\Gamma} \quad (2.65)$$

pada dasar dari persamaan yang ditunjukkan sebelumnya, persamaan (2.63) dapat disederhanakan menjadi:

$$R_1 = \frac{1}{\rho} e^{-j\Omega} S_1 \quad (2.66a)$$

$$R_2 = \rho e^{-j\Omega} S_2 \quad (2.66b)$$

selanjutnya dengan menyamakan persamaan (2.63a) dengan persamaan (2.63c) didapatkan:

$$\gamma^2 = (\alpha_s - j\delta)^2 + \kappa^2 \quad (2.67)$$

Hal ini menyatakan bahwa persamaan dispersi seperti yang ditunjukkan di atas merupakan fase korugasi sisa, Ω yang berdiri sendiri.

Sebuah kaviti laser dengan panjang L dengan bidang batas dari $z=z_1$ hingga $z=z_2$ (dimana z_1 dan z_2 diasumsikan lebih besar dari nol), kondisi batas pada daerah permukaan menjadi:

$$R(z_1)e^{-j\beta_0 z_1} = \tilde{r}_1 S(z_1)e^{j\beta_0 z_1} \quad (2.68a)$$

$$S(z_2)e^{-j\beta_0 z_2} = \tilde{r}_2 S(z_2)e^{j\beta_0 z_2} \quad (2.68b)$$

dengan \tilde{r}_1 dan \tilde{r}_2 berturut-turut merupakan koefisien refleksi amplitudo dari permukaan laser z_1 dan z_2 . Berdasarkan persamaan (2.62) dan persamaan (2.63), persamaan tersebut di atas dapat dibuat dalam bentuk yang lain:

$$R_2 = \frac{(1 - \rho r_1) e^{2j\varphi_1}}{r_1 / \rho - 1} R_1 \quad (2.69a)$$

$$R_2 = \frac{(r_2 - \rho) e^{2j\varphi_2}}{1 / \rho - r_2} R_1 \quad (2.69b)$$

pada persamaan di atas, semua syarat untuk $R(z)$ dan $S(z)$ dapat dinyatakan untuk syarat-syarat dari R_1 dan R_2 , sedangkan r_1 dan r_2 berturut-turut merupakan reflektivitas medan kompleks dari batas kiri dan kanan, sehingga:

$$r_1 = \tilde{r}_1 e^{2j\beta_0 z_1} e^{j\Omega} = \tilde{r}_1 e^{j\Psi_1} \quad (2.70a)$$

$$r_2 = \tilde{r}_2 e^{-2j\beta_0 z_2} e^{-j\Omega} = \tilde{r}_2 e^{j\Psi_2} \quad (2.70b)$$

dengan Ψ_1 dan Ψ_2 merupakan fase korugasi yang bersesuaian pada permukaan. Persamaan (2.69a) dan persamaan (2.69b) homogen untuk R_1 dan R_2 . Untuk mendapatkan sebuah solusi coba-coba, solusi berikut harus memenuhi untuk:

$$\frac{(1 - \rho r_1) e^{2j\varphi_1}}{r_1 - \rho} = \frac{(r_2 - \rho) e^{2j\varphi_2}}{1 - \rho r_2} \quad (2.71)$$

kemudian persamaan di atas dapat dipecahkan untuk ρ dan $1/\rho$ memenuhi hubungan:

$$\gamma = \frac{-jk}{2} \left(\rho - \frac{1}{\rho} \right) \quad (2.72)$$

menurut persamaan (2.64a) dan persamaan (2.64b) setelah beberapa manipulasi, kita dapatkan hasil akhir yang merupakan persamaan nilai eigen:

$$\gamma L = \frac{-jk \sinh(\gamma L)}{D} \{ (r_1 + r_2)(1 - r_1 r_2) \cosh(\gamma L) \pm (1 + r_1 r_2) \Delta^{1/2} \} \quad (2.73)$$

dengan :

$$\Delta = (r_1 - r_2)^2 \sinh^2(\gamma L) + (1 - r_1 r_2)^2 \quad (2.74a)$$

$$D = (1 + r_1 r_2)^2 - 4 r_1 r_2 \cosh^2(\gamma L) \quad (2.74b)$$

$$r_1 = \tilde{r}_1 e^{2i\beta_1 z_1} e^{j\omega t} = \tilde{r}_1 e^{j\omega t} \quad (2.74c)$$

$$r_2 = \tilde{r}_2 e^{-2i\beta_2 z_2} e^{-j\omega t} = \tilde{r}_2 e^{j\omega t} \quad (2.74d)$$

dengan mengkuadratkan persamaan (2.59) dan setelah disederhanakan, kita dapatkan bentuk akhir yang merupakan fungsi *transcendental*:

$$(\gamma L)^2 + (\kappa L)^2 \sinh^2(\gamma L) (1 - r_1^2)(1 - r_2^2) + 2j\kappa L (r_1 + r_2)^2 (1 - r_1 r_2) \gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0 \quad (2.75)$$

pada persamaan di atas, terdapat empat buah parameter yang menentukan karakteristik ambang batas pada struktur laser DFB. Yang terdiri dari koefisien kopling κ , panjang kaviti laser L , dan reflektivitas permukaan kompleks r_1 dan r_2 . Berdasarkan sifat kompleks dari persamaan di atas, metode numerik seperti iterasi Newton-Rhapson dapat digunakan yang menyediakan kondisi Cauchy-Riemann pada analisa fungsi kompleks yang memenuhi. Pada umumnya, persamaan (2.52) merupakan karakteristik dari laser semikonduktor DFB konvensional dengan korugasi kontinu sepanjang kaviti laser [Shiraz, 1996].

Percayalah kepada Tuhan dengan segenap hatimu,

dan janganlah

bersandar kepada pengertianmu sendiri.

Akuilah Dia dalam segala lakumu,

maka Ia akan mesuruskan jalamu.

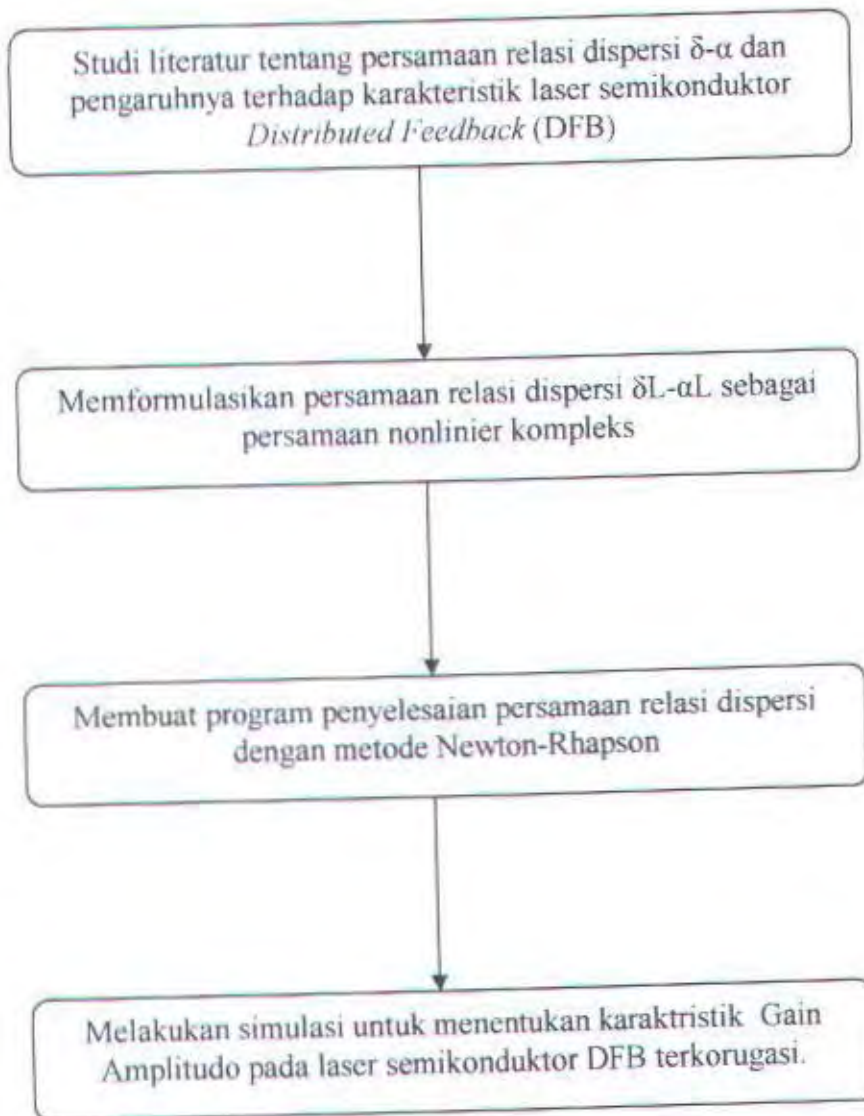
BAB III

METODOLOGI

BAB III

METODOLOGI

3.1 Skema Kerja



Gambar 3.1. Skema Kerja Tugas Akhir.

Pada Tugas Akhir ini dilakukan studi literatur untuk mendapatkan solusi dari persamaan relasi dispersi antara Koefisien Detuning (δ) dan Gain Amplitudo (α) pada sistem laser semikonduktor DFB terkorugasi. Bentuk dari persamaan ini dapat dilihat pada persamaan (2.75) dan persamaan (2.67). Persamaan relasi dispersi tersebut membentuk persamaan non-linier kompleks, dengan α dan δ merupakan akar-akar kompleksnya. Penyelesaian persamaan relasi dispersi yang merupakan perangkat kunci dari sistem laser semikonduktor DFB tersebut diselesaikan dengan menggunakan metode Newton-Rhapson untuk akar kompleks.

Perhitungan dan simulasi terhadap karakteristik laser semikonduktor terkorugasi dilakukan dengan pendekatan metode numerik dan perangkat lunak MATLAB 6.3. Pada subbab berikut dijelaskan metode numerik yang digunakan dalam pemecahan persamaan relasi dispersi.

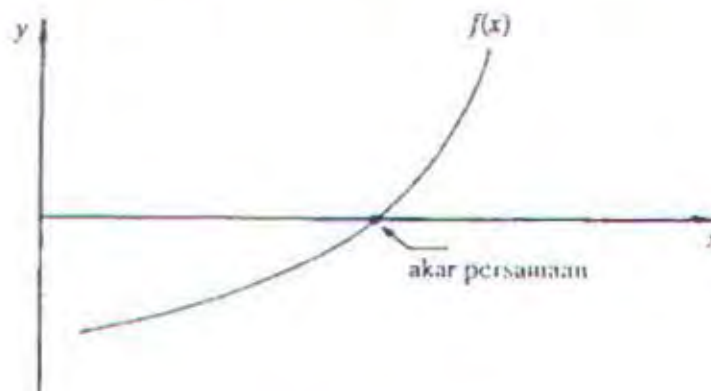
3.2 Penyelesaian Persamaan Nonlinier

Salah satu masalah yang paling sering didapati dalam penyelesaian persamaan matematis adalah mencari akar persamaan, berupa suatu variabel x sedemikian rupa sehingga memenuhi kondisi untuk fungsi $f(x)=0$. Untuk polinomial derajat dua, persamaan dapat dengan rumus persamaan kuadrat yang sangat sederhana. Untuk polinomial derajat tiga atau empat, rumus-rumus yang ada sangat kompleks dan jarang sekali digunakan. Sedang untuk persamaan-persamaan dengan derajat yang lebih tinggi belum ada rumus yang dapat digunakan untuk menyelesaikannya. Metode numerik memberikan cara-cara untuk menyelesaikan bentuk persamaan tersebut secara perkiraan sampai diperoleh hasil yang mendekati penyelesaian eksak.

3.2.a. Pemecahan Persamaan NonLinier dengan Satu Peubah

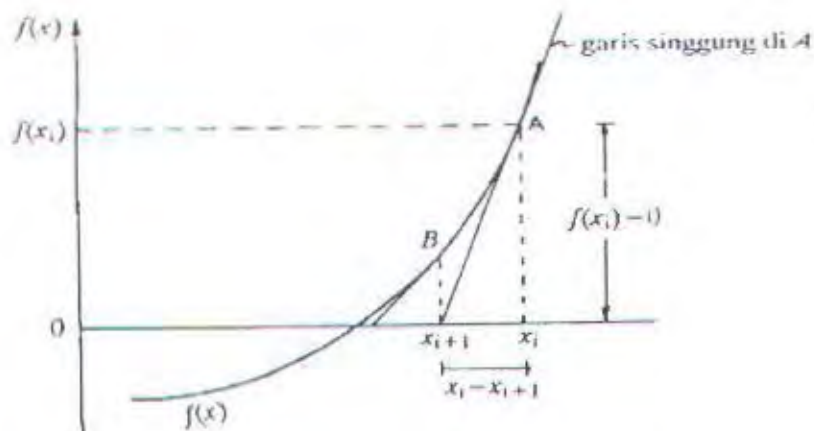
Penyelesaian numerik dilakukan dengan perkiraan yang berurutan (iterasi), sedemikian sehingga setiap hasil adalah lebih teliti dari perkiraan sebelumnya. Dengan melakukan sejumlah prosedur iterasi yang dianggap cukup, akhirnya didapat hasil perkiraan yang mendekati hasil eksak (hasil yang benar) dengan toleransi kesalahan yang diijinkan.

Salah satu cara yang paling sederhana untuk mendapatkan penyelesaian perkiraan adalah dengan menggambarkan fungsi tersebut dan kemudian dicari titik potongnya dengan sumbu x yang menunjukkan akar dari persamaan tersebut (Gambar 3.2). Tetapi cara ini hanya memberikan hasil yang sangat kasar, karena sulit untuk menetapkan nilai sampai beberapa digit di belakang koma hanya dengan membaca gambar. Metode lain untuk menyelesaikan persamaan tersebut adalah dengan cara banding, yaitu dengan mencoba nilai x untuk sembarang kemudian dievaluasi apakah nilai $f(x) = 0$. Jika nilai x tidak sama dengan nol kemudian dicoba nilai x yang lain. Prosedur ini diulang terus sampai akhirnya didapat nilai $f(x) = 0$, untuk suatu nilai x tertentu, yang merupakan akar dari persamaan yang diselesaikan.



Gambar 3.2 Akar persamaan dari fungsi $f(x)$.

Kedua cara tersebut adalah tidak efisien dan tidak sistematis. Salah satu metode yang banyak digunakan adalah metode Newton-Raphson. Jika perkiraan awal dari akar adalah x_i , suatu garis singgung dapat dibuat dari titik $(x_i, f(x_i))$. Titik dimana garis singgung tersebut memotong sumbu x biasanya memberikan perkiraan yang lebih dekat dari nilai akar.



Gambar 3.3 Prosedur Metode Newton-Raphson secara grafis.

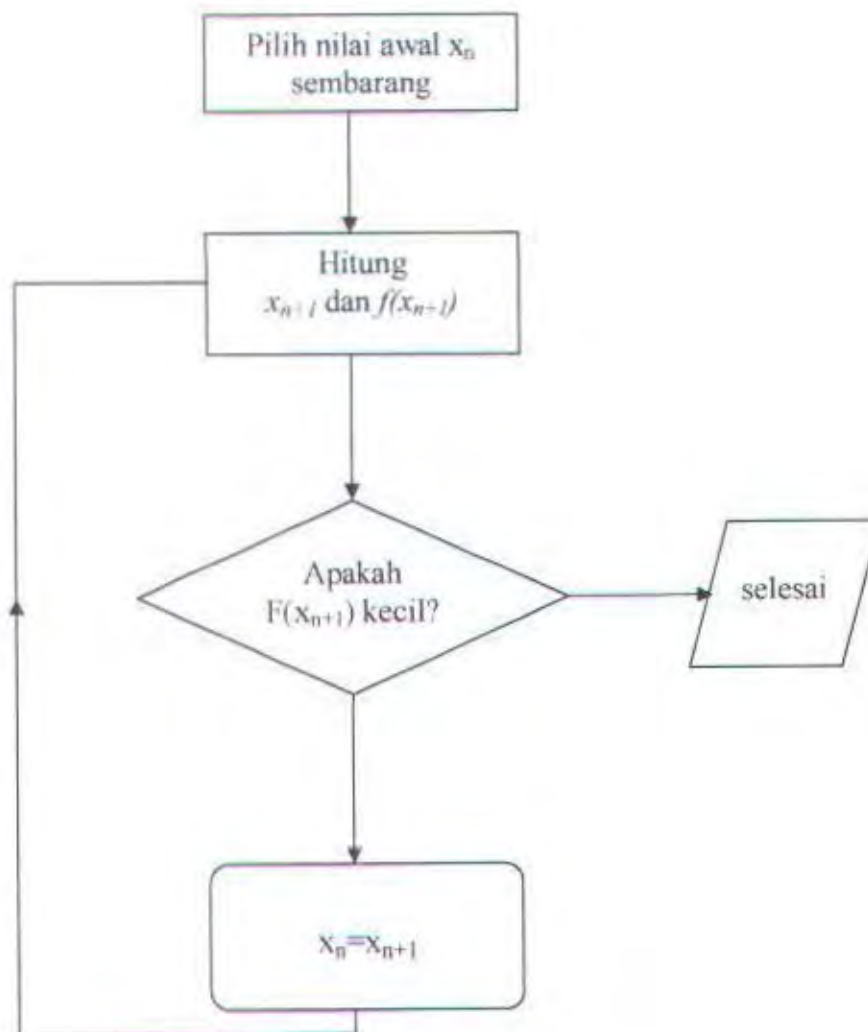
Seperti yang ditunjukkan pada Gambar 3.3, turunan pertama pada x_i adalah ekuivalen dengan kemiringan :

$$f'(x_i) = \frac{f(x_i) - 0}{x_i - x_{i+1}} \quad (3.1)$$

atau

$$x_{i+1} = x_i - \frac{f(x_i)}{f'(x_i)} \quad (3.2)$$

Gambar 3.4 menunjukkan bagan alir dari metode Newton-Raphson.



Gambar 3.4 Bagan Alir metode Newton-Rhapson.

Persamaan relasi dispersi $\delta-\alpha$ yang dibahas dan diselidiki dalam Tugas Akhir ini pada dasarnya analog dengan bentuk polinomial, tetapi fungsi polinomial yang dinolkan berupa persamaan transsendental dengan dua peubah.

3.2.b. Pemecahan Persamaan NonLinier dengan Dua Peubah.

Sejauh ini sistem perhitungan yang diberikan adalah perhitungan dari persamaan non-linier dengan satu peubah (misal y adalah fungsi dari x). Sedangkan

persamaan nonlinier yang lebih banyak dibahas dan dianalisa dalam penelitian ini adalah persamaan non-linier dengan dua peubah. Sebuah persamaan nonlinier dengan n peubah dapat ditulis dalam bentuk :

$$f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0 \quad \text{untuk} \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (3.2)$$

Metode Newton dapat diterapkan untuk menemukan solusi dari persamaan di atas. Hal pertama yang dilakukan adalah dengan mengumpamakan persamaan nonlinier dengan dua peubah seperti di bawah ini :

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2) &= 0 \\ f_2(x_1, x_2) &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Misalkan $x_1^0 = x_1$ dan $x_2^0 = x_2$, maka permisalan x_1^1 dan x_2^1 diberikan sebagai berikut :

$$\begin{aligned} x_1^1 &= x_1^0 + \Delta x_1^0 \\ x_2^1 &= x_2^0 + \Delta x_2^0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

dengan memisalkan nilai dari fungsi masing-masing persamaan adalah mendekati nol, sehingga :

$$\begin{aligned} f_1(x_1^1, x_2^1) &\approx 0 \\ f_2(x_1^1, x_2^1) &\approx 0 \end{aligned}$$

atau

$$\begin{aligned} f_1(x_1^0 + \Delta x_1^0, x_2^0 + \Delta x_2^0) &\approx 0 \\ f_2(x_1^0 + \Delta x_1^0, x_2^0 + \Delta x_2^0) &\approx 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dengan menerapkan deret Taylor untuk dua dimensi, diperoleh :

$$\begin{aligned} f_1(x_1^0, x_2^0) + \left\{ \partial f_1 / \partial x_1 \right\}^0 \Delta x_1^0 + \left\{ \partial f_1 / \partial x_2 \right\}^0 \Delta x_2^0 + \dots &\approx 0 \\ f_2(x_1^0, x_2^0) + \left\{ \partial f_2 / \partial x_1 \right\}^0 \Delta x_1^0 + \left\{ \partial f_2 / \partial x_2 \right\}^0 \Delta x_2^0 + \dots &\approx 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

nilai yang ditulis di atas menyatakan bahwa fungsi yang dihitung adalah perkiraan awal, dan Δx_1^0 dan Δx_2^0 adalah nilai yang ingin dicari. Dari persamaan (3.6) dapat ditentukan

perkiraan baru dan mengulang proses yang sama sampai ditemukan nilai yang akurat.

Jumlah pengulangan ditentukan berdasarkan :

$$\sqrt{(\Delta x_1^r)^2 + (\Delta x_2^r)^2} < \varepsilon \quad (3.7)$$

dengan r adalah jumlah iterasi.

Langkah di atas adalah langkah sederhana yang dapat digunakan untuk persamaan nonlinier dengan dua atau lebih peubah. Secara umum, sistem persamaan ditulis dengan :

$$f(x) = 0 \quad (3.8)$$

dengan f merupakan vektor kolom dengan n komponen $(f_1, f_2, \dots, f_n)^T$ dan x adalah vektor kolom dengan n komponen $(x_1, x_2, \dots, x_n)^T$. Dengan menghitung x^{r+1} yang merupakan nilai dari x pada $(r+1)$ iterasi, sehingga :

$$x^{r+1} = x^r + \Delta x^r \quad \text{untuk } r = 0, 1, 2, \dots \quad (3.9)$$

jika x^{r+1} merupakan nilai tebakan dari fungsi pada persamaan (3.8), maka :

$$f(x^{r+1}) \approx 0$$

atau

$$f(x^r + \Delta x^r) \approx 0 \quad (3.10)$$

dengan menerapkan ekspansi deret Taylor untuk n -dimensi, maka :

$$f(x^r + \Delta x^r) = f(x^r) + \nabla f(x^r) \Delta x^r + \dots \quad (3.11)$$

Dengan mengkombinasikan kedua persamaan (3.10) dan persamaan (3.11), diperoleh :

$$f(x^r) + J_r \Delta x^r \approx 0 \quad (3.12)$$

dengan $J_r = f(x^r)$ J merupakan matrik Jacobian. Simbol r di bawah matrik menandakan acuan dari matrik yang dievaluasi, x^r dan dapat dinyatakan dalam bentuk pemisahan masing-masing komponen sebagai berikut :

$$J_r = \left[\frac{\partial f_i(x^r)}{\partial x_j} \right] \quad \text{untuk } i = j = 1, 2, \dots, n \quad (3.13)$$

selanjutnya dari persamaan (3.12) didapatkan :

$$x^{r+1} = x^r - J_r^{-1} f(x^r) \quad \text{untuk } r = 0, 1, 2, \dots$$

Jika matrik J adalah matrik tunggal, maka invers matrik, J^{-1} tidak dapat dihitung.

Semua persamaan non-linier kompleks dapat dinyatakan dalam bentuk umum seperti di bawah ini:

$$W(z) = U(z) + jV(z) = 0 \quad (3.14)$$

dengan $z = x + jy$ adalah nilai kompleks dan $U(z)$ dan $V(z)$ adalah bagian riil dan bagian imajiner dari fungsi kompleks. Dari persamaan di atas, dapat digunakan untuk memisahkan bagian riil dan bagian imajiner dari persamaan relasi dispersi $\delta L - \alpha L$:

$$(\gamma L)^2 + (\kappa L)^2 \sinh^2(\gamma L) (1 - r_1^2)(1 - r_2^2) + 2j\kappa L (r_1 + r_2)^2 (1 - r_1 r_2) \gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0 \quad (3.15)$$

dengan :

$$(\gamma L)^2 = (\alpha L - j\delta L)^2 + (\kappa L)^2 \quad (3.16)$$

Bagian riil dari persamaan di atas dianalogikan sebagai fungsi pertama, f_1 dan bagian imajiner sebagai fungsi kedua, f_2 dari matrik Jacobian. Dengan menurunkan masing-masing bagian, maka akan didapat matrik Jacobian dari persamaan (3.15), seperti di bawah ini :

$$\begin{aligned} f_1 &= \text{real}(W(z)) = U(z) \\ f_2 &= \text{imag}(W(z)) = jV(z) \end{aligned} \quad (3.17)$$

dan

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} f_1(x, y) & \frac{\partial}{\partial y} f_1(x, y) \\ \frac{\partial}{\partial x} f_2(x, y) & \frac{\partial}{\partial y} f_2(x, y) \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Untuk selanjutnya bentuk matrik Jacobian ini digunakan dalam program untuk mencari akar persamaan dengan menggunakan MATLAB. Contoh program MATLAB untuk mencari akar persamaan dengan menggunakan metode Newton-Rhapson yang mengaplikasikan penggunaan matrik Jacobian diberikan pada bagian lampiran.

Serahkanlah perbuatanmu

kepada Tuhan,

maka terlaksanalah segala rencanamu.

BAB IV

HASIL DAN PEMBAHASAN

BAB IV

HASIL DAN PEMBAHASAN

Pada Tugas Akhir ini dipelajari karakteristik Gain Amplitudo (α) pada laser semikonduktor Distributed Feedback (DFB) yang terkorugasi. Persamaan relasi dispersi $\delta L - \alpha L$ yang diformulasikan pada perhitungan terkait dengan persamaan yang terdapat pada Bab 2, yang diberikan sebagai berikut :

$$(\gamma L)^2 + (\kappa L)^2 \sinh^2(\gamma L) (1 - r_1^2)(1 - r_2^2) + 2j\kappa L (r_1 + r_2)^2 (1 - r_1 r_2) \gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0 \quad (4.1)$$

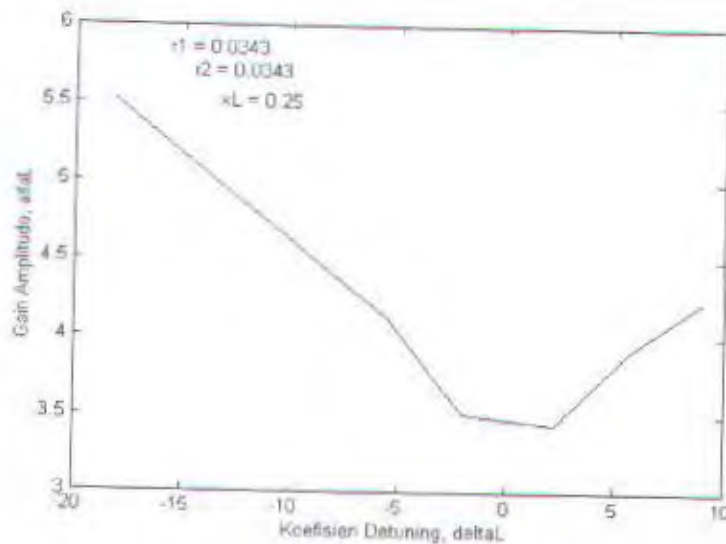
dengan :

$$(\gamma L)^2 = (\alpha_s L - j\delta L)^2 + (\kappa L)^2 \quad (4.2)$$

dengan κL adalah hasil kali koefisien kopling (κ) dengan panjang kaviti laser (L). r_1 dan r_2 adalah reflektivitas permukaan kompleks. Parameter nilai r_1 dan r_2 diberikan sebagai $r_1 = 0,0343$ dan $r_2 = 0,0343$. Dengan menggunakan pendekatan iterasi Newton, persamaan nilai eigen dapat dipecahkan dengan mengasumsikan koefisien kopling sebagai konstanta. Semua parameter yang digunakan telah dinormalisasi dengan memperhatikan panjang kaviti keseluruhan (L). Nilai diskrit dari κL telah dipilih diantara 0,25 dan 4,0. Dari persamaan (4.1) dan persamaan (4.2) terlihat bahwa nilai Gain Amplitudo merupakan fungsi dari koefisien Detuning. Hasil dari perhitungan diberikan dalam bentuk tabel yang terdapat pada bagian lampiran. Selanjutnya, dari

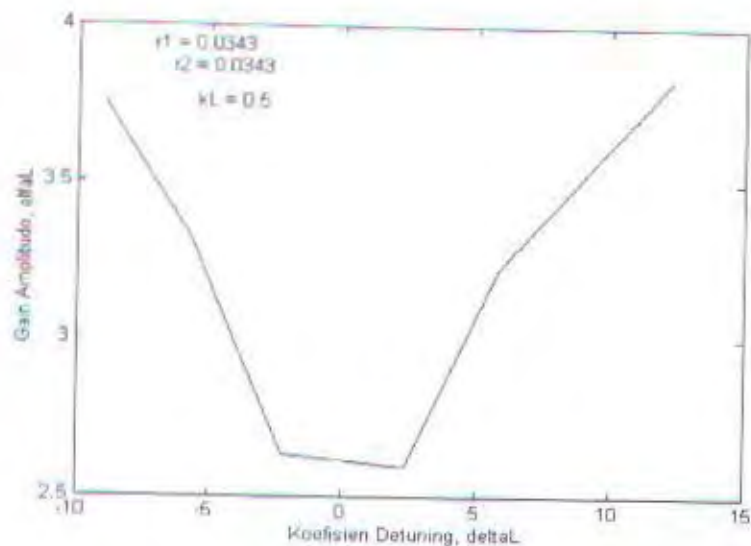
nilai-nilai yang telah ditemukan dibuat grafik yang menggambarkan hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien detuning (δL).

Berdasarkan data pada Tabel 1, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.1 untuk nilai κL yang digunakan adalah 0.25.



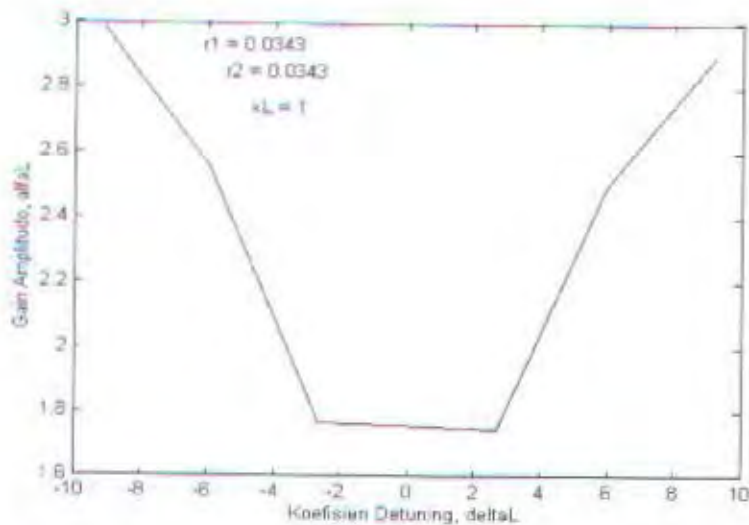
Gambar 4.1 Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 0.25$.

Berdasarkan data pada Tabel 2, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.2 untuk nilai κL yang digunakan adalah 0.5.



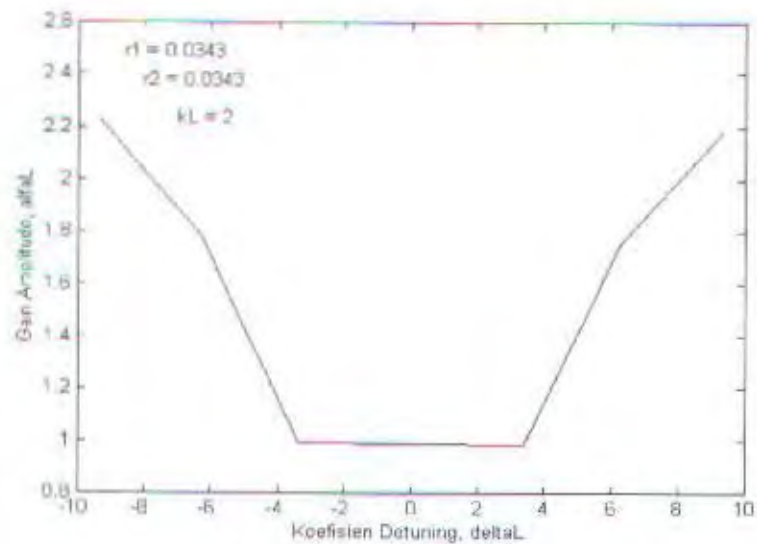
Gambar 4.2 Hubungan antara Gain Amplitudo (α_L) dengan koefisien Detuning (δ_L) untuk $\kappa L = 0.5$.

Berdasarkan data pada Tabel 3, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.3 untuk nilai κL yang digunakan adalah 1.



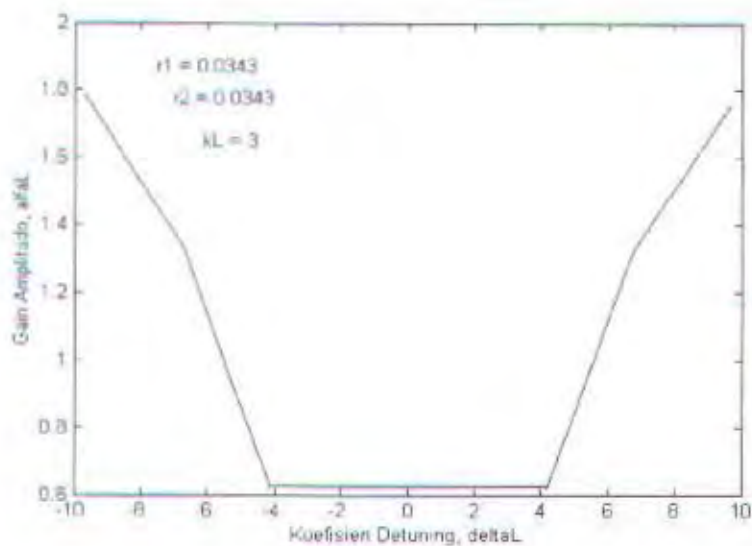
Gambar 4.3 Hubungan antara Gain Amplitudo (α_L) dengan koefisien Detuning (δ_L) untuk $\kappa L = 1$.

Berdasarkan data pada Tabel 4, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.4 untuk nilai κL yang digunakan adalah 2.



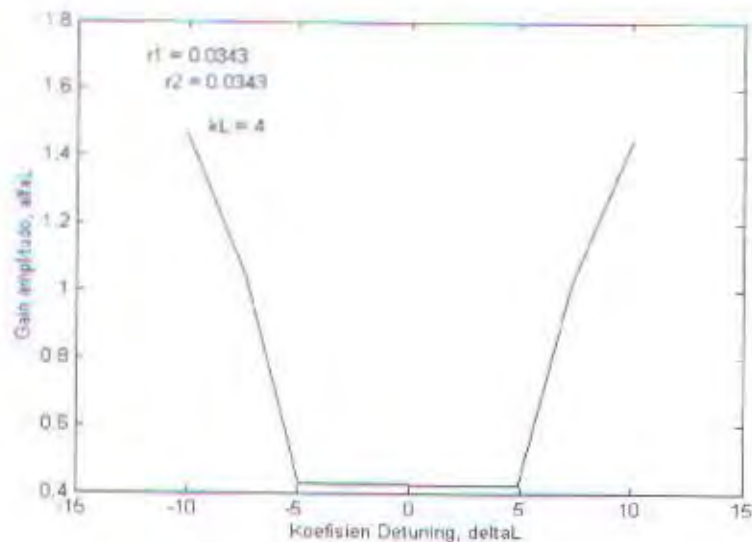
Gambar 4.4 Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 2$.

Berdasarkan data pada Tabel 5, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.5 untuk nilai κL yang digunakan adalah 3.



Gambar 4.5 Hubungan antara Gain Amplitudo (aL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 3$.

Berdasarkan data pada Tabel 6, selanjutnya diplot gambar dan dihasilkan grafik yang disajikan pada Gambar 4.6 untuk nilai κL yang digunakan adalah 4.

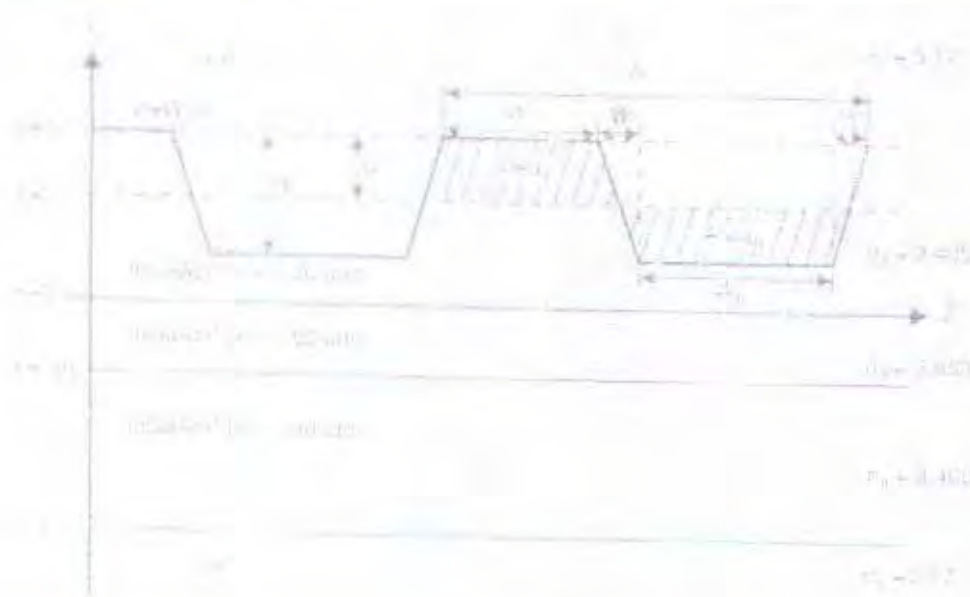


Gambar 4.6 Hubungan antara Gain Amplitudo (α_L) dengan koefisien Detuning (δL) untuk $\kappa L = 4$.

Dari gambar grafik hubungan antara Gain Amplitudo (α) dengan koefisien Detuning (δ) untuk nilai κL yang berbeda-beda seperti yang ditunjukkan pada Gambar 4.1 – Gambar 4.6, terlihat sebuah pola yang sama. Puncak transsendental terjadi pada δL negatif (pada kisaran $\delta L = -12$), dan akan mengalami penurunan secara gradual hingga mencapai nilai terendah pada daerah $\delta L = 0$. Kemudian nilai α_L akan mengalami kenaikan secara signifikan untuk nilai δL positif yang juga terus bertambah.

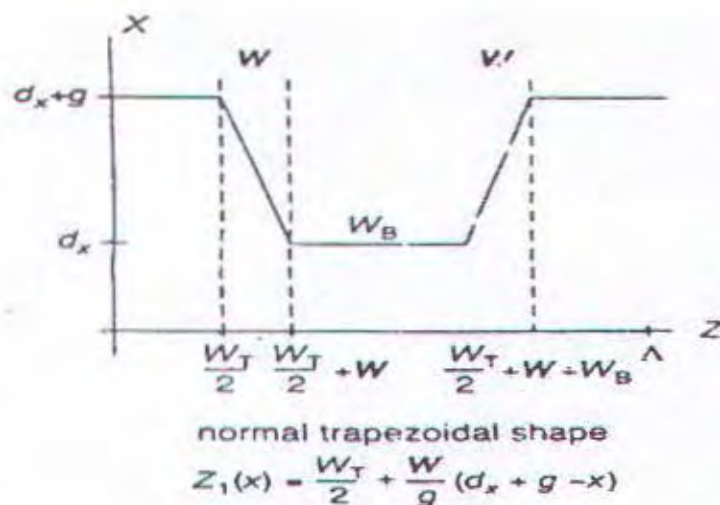
Bila dikaitkan dengan perambatan gelombang dalam medium semikonduktor yang terkorugasi, bentuk ini sesuai dengan bentuk korugasi trapezoidal. Untuk lebih memahami tentang korugasi pada laser semikonduktor dan bentuk korugasi, diperlihatkan Gambar 4.7. Gambar 4.7 menunjukkan pola trapezoidal dari korugasi yang terjadi pada daerah kaviti laser semikonduktor. W_T menunjukkan lebar puncak dari korugasi dan W_H menunjukkan lebar daerah bawah (dasar) dari korugasi. Periode

korugasi di gambarkan sebagai Λ . Nilai dari g menyatakan kedalaman korugasi, dan \hat{g} adalah kedalaman daerah korugasi atas. Sumbu- z pada Gambar 4.7 merupakan daerah sepanjang kaviti laser.



Gambar 4.7 Daerah terkorugasi dari kaviti lima lapis pada laser semikonduktor

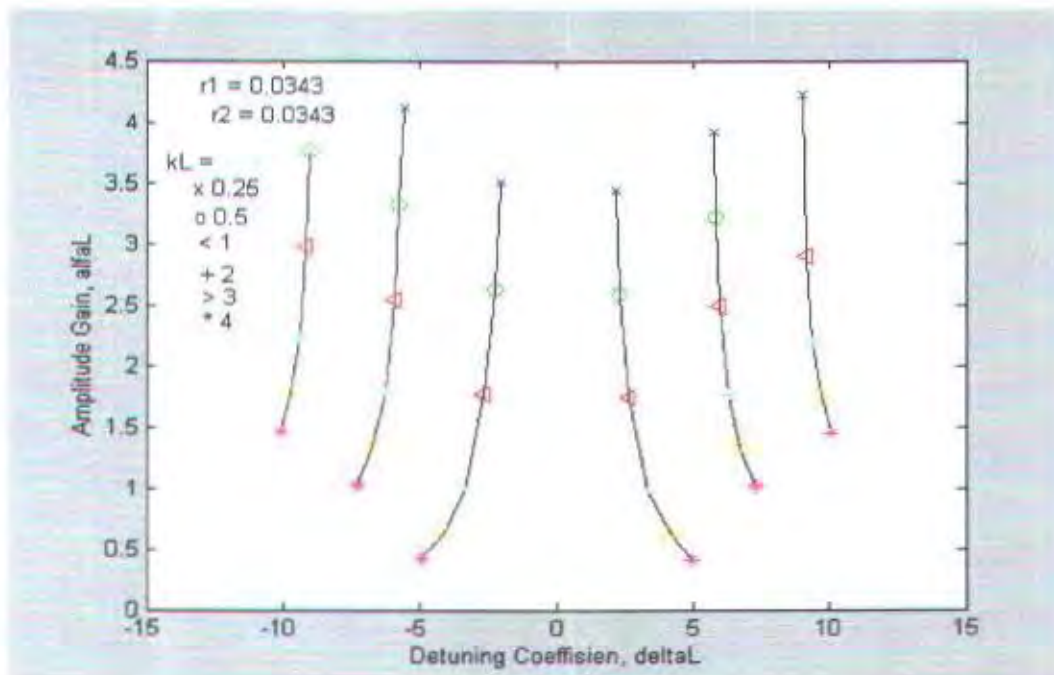
Apabila diambil salah satu segmen dari daerah korugasi akan diperoleh Gambar 4.8. Selanjutnya pola korugasi ini dibandingkan dengan pola dari Gain Amplitudo yang diperoleh dari hasil simulasi.



Gambar 4.8 Bentuk normal trapezoidal menurut Ghafouri-Shiraz,

Dari pengamatan dapat dilihat bahwa kedua pola pada nilai Gain Amplitudo sebagai fungsi koefisien Detuning dan pola korugasinya memiliki kecocokan pola, yakni berpola trapezoidal. Korugasi dalam sistem laser sangat berperan penting, dimana foton dijemak dalam jumlah besar dan akan menghasilkan penguatan laser. Berbagai bentuk korugasi yang lain adalah inverted trapezoidal, rectangular, triangular, inverted triangular dan sinusoidal.

Dengan menggambarkan semua nilai κL pada satu bidang gambar, didapatkan gambar sebagai berikut :



Gambar 4.9 Hubungan antara Gain Amplitudo (αL) dengan koefisien Detuning (δL) untuk nilai κL yang bervariasi.

Setiap pasangan δL - αL yang mewakili mode osilasi, digambarkan pada bidang δL - αL yang menunjukkan struktur mode dari laser semikonduktor DFB. Pada Gambar 4.9 simbol-simbol yang berbeda menunjukkan bermacam-macam mode longitudinal yang didapatkan untuk koefisien kopling (κL) yang bermacam-macam juga.

Sedang garis kurva menunjukkan bagaimana mode longitudinal bergabung untuk membentuk mode osilasi. Mode osilasi dibentuk dengan menggabungkan solusi-solusi yang tepat bersama-sama. Dari gambar di atas, terlihat bahwa mode osilasi terdistribusi simetris berkenaan dengan panjang gelombang Bragg. Gambar 4.9 juga menunjukkan bahwa penguatan ambang batas amplitudo menurun saat nilai κL meningkat. Karena nilai κ yang lebih besar menggambarkan umpan balik optik yang lebih kuat dengan penguatan ambang batas yang lebih kecil. Demikian juga, laser dengan panjang kaviti yang besar membantu untuk mengurangi penguatan amplitudo karena *single pass gain* yang lebih besar dapat dicapai.

Besar nilai koefisien kopling, κ yang digunakan pada perhitungan αL sebagai fungsi δL sejauh ini telah ditetapkan, yaitu untuk $\kappa L = 0.25; 0.5; 1; 2; 3$ dan 4 . Namun pada kenyataannya nilai κ tidak selalu disediakan dan perlu perhitungan untuk mendapatkannya.

Perhitungan Nilai Koefisien Kopling (κ)

Dengan menyelesaikan persamaan gelombang terkopel, maka akan dapat memecahkan kondisi ambang batas dari laser semikonduktor DFB. Koefisien kopling (κ) memainkan peranan penting karena dapat digunakan untuk mengukur kemampuan umpan balik gelombang sehubungan dengan adanya korugasi. Koefisien kopling juga berhubungan dengan bentuk, kedalaman, dan periode korugasi.

Untuk mendapatkan nilai koefisien kopling (κ) dari korugasi trapezoidal digunakan perumusan seperti yang ada dalam Bab II :

$$\kappa = \frac{k_0^2 (n_2^2 - n_1^2)}{2m\pi\beta} \int_{d_2-g}^{d_2} \sin[a + b(d_2 - x)] E_y^2(x) dx \quad (4.3)$$

dengan :

$$E_y(x) = \begin{cases} A_1 e^{h_1(t_2-x)}, & d_2 \geq x \geq t_2 \\ A_2 \cos[h_2 x - \alpha_2] & t_2 \geq x \geq d_2 - g \end{cases} \quad (4.4)$$

sehingga :

$$\kappa = \frac{k_0^2 (n_2^2 - n_1^2)}{4\pi\beta N^2} g \left\{ Q_1 + \left[1 + \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2 \right] \frac{Q_2}{2} + \left[1 - \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^2 \right] \frac{Q_3}{2} + \frac{h_1}{h_2} Q_4 \right\} \quad (4.5)$$

dengan :

$$Q_1 = \frac{(h_1 g \sin \bar{c} - b) - \exp(-2h\hat{g})(h_1 g \sin a - b \cos a)}{(h_1 g)^2 + b^2} \quad (4.6a)$$

$$Q_2 = \frac{\cos \bar{c} - \cos c}{h} \quad (4.6b)$$

$$Q_3 = \frac{b(\cos \bar{c} - \cos c \cos v) - h_2 g (\sin c \sin v)}{b^2 - (h_2 g)^2} \quad (4.6c)$$

$$Q_4 = \frac{h_2 g (\sin c \cos v - \sin \bar{c}) - b(\cos c \sin v)}{b^2 - (h_2 g)^2} \quad (4.6d)$$

dan :

$$\hat{g} = \frac{W_R + W}{\Lambda} \cdot g \quad (4.7)$$

$$a = \frac{m\pi W_F}{\Lambda} \quad (4.8)$$

$$b = \frac{2m\pi}{\Lambda} \cdot \frac{W}{g} \quad (4.9)$$

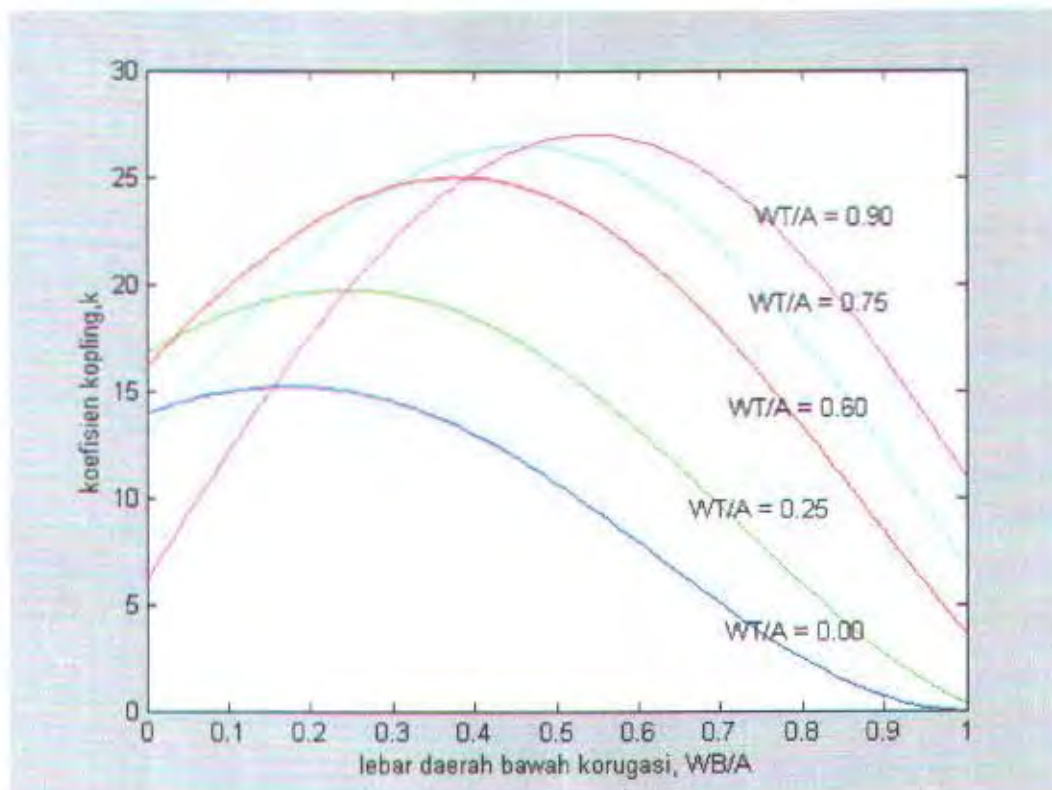
$$c = a + bg; \quad \bar{c} = a + b\hat{g}; \quad v = 2h_2(g - \hat{g}) \quad (4.10)$$

Parameter-parameter yang digunakan dalam menghitung nilai κ untuk korugasi trapezoidal yaitu [Shiraz, 1996] :

Tabel 4.1 Parameter sistem laser DFB untuk korugasi trapezoidal

No	Parameter	Nilai
1	indeks bias kover (n_1)	3.17
2	indeks bias pandu gelombang atas (n_2)	3.405
3	indeks bias lapisan aktif (n_3)	3.553
4	indeks bias pandu gelombang bawah (n_4)	3.405
5	indeks bias substrat (n_5)	3.17
6	m	1
7	lebar pandu gelombang atas (d_2)	200 μ m
8	lebar lapisan aktif (d_3)	100 μ m
9	lebar pandu gelombang bawah (d_4)	200 μ m
10	konstanta propagasi efektif β	14.4026
11	lebar korugasi (g)	75nm
12	bilangan gelombang (k_0)	4.0537
13	indeks bias efektif (N)	3.553
14	konstanta propagasi lapisan 1 (h_1)	6.5047
15	konstanta propagasi lapisan 2 (h_2)	4.1135

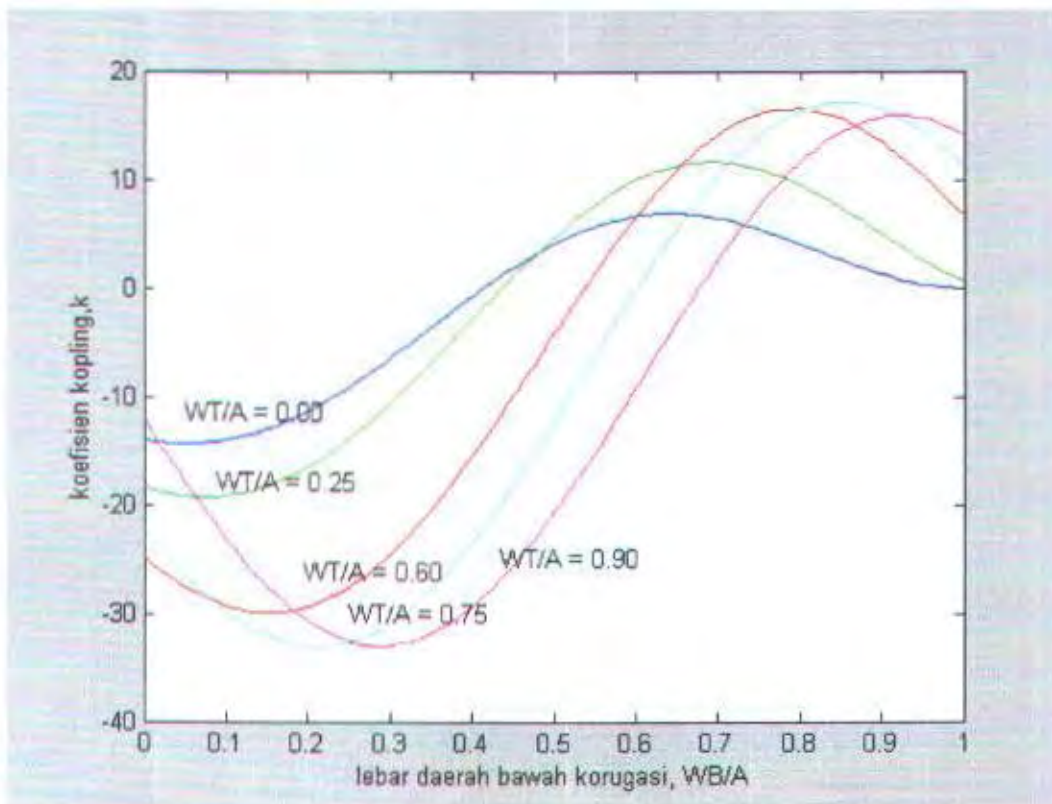
Nilai dari indeks bias efektif (N); konstanta propagasi efektif (β); konstanta propagasi lapisan-1 (h_1); dan konstanta propagasi lapisan-2 (h_2) diperoleh melalui penyelesaian persamaan relasi dispersi modus TE (*Transverse Elektrik*) dalam kavitas laser semikonduktor untuk struktur lima lapis, yang mengacu pada hasil penelitian Santoso P.D. Dengan memasukkan nilai dari masing-masing parameter yang terdapat pada Tabel 4.1 ke dalam persamaan yang telah diberikan diatas, selanjutnya diadakan simulasi dengan perangkat lunak MATLAB 6.3 untuk mendapatkan gambar grafik dari nilai konstanta kopling (κ). Hasil dari simulasi ini diberikan pada Gambar 4.10.



Gambar 4.10 Grafik nilai koefisien kopling yang bergantung terhadap lebar daerah bawah korugasi per periode, W_B/Λ untuk beberapa nilai W_T/Λ .

Gambar 4.10 menunjukkan hamparan nilai κ sebagai fungsi W_B/Λ untuk beberapa nilai W_T/Λ . W_B/Λ merupakan lebar daerah bawah korugasi per periode pada struktur kaviti laser DFB dengan korugasi trapezoidal. Dan W_T/Λ adalah lebar daerah atas korugasi per periode pada struktur kaviti laser DFB dengan korugasi trapezoidal. Dari Gambar 4.10 dapat disimpulkan bahwa nilai κ akan optimum pada $W_B/\Lambda = 0,55$ untuk $W_T/\Lambda = 0,9$. Pencarian kondisi batas ini penting karena dengan mengetahui kondisi batas maka optimasi dari nilai κ dapat dibuat. Nilai optimasi κ sangat penting karena pengaruhnya pada kuat umpan balik sehubungan dengan penguatan yang terjadi pada laser semikonduktor DFB.

Untuk nilai parameter $m = 2$, diperoleh gambar sebagai berikut:



Gambar 4.11 Grafik nilai koefisien kopling yang bergantung terhadap lebar daerah bawah korugasi per periode, W_B / Λ pada beberapa nilai W_T / Λ untuk $m = 2$.

Dari Gambar 4.11 dapat disimpulkan bahwa nilai k mencapai kondisi optimum pada $W_B / \Lambda = 0,85$ dan $W_T / \Lambda = 0,75$ untuk $m = 2$.

Aku tahu,

bahwa Engkau sanggup melakukan segala sesuatu,

dan tidak ada rencana-Mu yang gagal.

BAB V

PENUTUP

Aku tahu,

bahwa Engkau sanggup melakukan segala sesuatu,

dan tidak ada rencana-Mu yang gagal.

BAB V

PENUTUP

BAB V

PENUTUP

5.1 Kesimpulan

Berdasarkan hasil simulasi dan analisis terhadap karakteristik Gain Amplitudo pada laser semikonduktor Distributed Feedback dengan korugasi berbentuk trapezoidal dapat disimpulkan beberapa hal sebagai berikut :

1. Dengan menggambarkan nilai Gain Amplitudo (a) sebagai fungsi dari Koefisien Detuning (δ) akan didapatkan pola mode osilasi dari laser semikonduktor DFB. Mode osilasi pada laser semikonduktor DFB terdistribusi secara simetris berkenaan dengan panjang gelombang Bragg.
2. Pada grafik hubungan δL - aL , puncak transsidental terjadi pada δL negatif (pada kisaran $\delta L = -12$), dan akan mengalami penurunan secara gradual hingga mencapai nilai terendah pada daerah $\delta L = 0$. Kemudian nilai aL akan mengalami kenaikan secara signifikan untuk nilai δL positif yang juga terus bertambah hingga pada kisaran $\delta L = 12$. Gambar hubungan aL - δL menunjukkan pola trapezoidal.
3. Karakteristik Gain Amplitudo yang merupakan fungsi dari Koefisien Detuning menunjukkan pola trapezoidal yang identik dengan bentuk korugasinya.

4. Nilai dari Gain Amplitudo (α) selain dipengaruhi oleh Koefisien Detuning (δ), juga dipengaruhi oleh Koefisien Kopling (κ). Nilai κ optimum pada $W_B / \Lambda = 0,55$ dan $W_T / \Lambda = 0,9$ untuk $m = 1$; dan pada $W_B / \Lambda = 0,85$ dan $W_T / \Lambda = 0,75$ untuk $m = 2$.

5.2 Saran

Dari keterbatasan penelitian yang dilakukan, penulis berharap akan ada penelitian lebih lanjut untuk membandingkan hasil simulasi yang diperoleh dengan menggunakan metode yang lain.

Kuduskanlah dirimu,

sebab besok

Tuhan akan melakukan perbuatan yang ajaib

di antara kamu.

DAFTAR PUSTAKA

DAFTAR PUSTAKA

- Agrawal, Govind P. dan Dutta, Niloy K., *Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, New York-USA. 1993.
- Arnaud, J., *Linewidth of Gain-Coupled Distributed Feedback Lasers*. IEE Proc. Optoelectronic journal. Vol 141 (1). Hal 49-52. 1994.
- Chen, G.; Seshadri, S. R. dan Cerrina, F., *Distributed Feedback Lasers with Distributed Phase-Shift Structure*. Applied Physics Letters. Vol 60 (25). Hal 2586-2588. 1992.
- Dharmawan, Santoso P, *Perhitungan Indeks Bias Efektif Moda Gelombang Modus TE (Transverse Electric) Dalam Kavitas Laser Diode Struktur Lima Lapis*. Tugas Akhir, Jurusan Fisika FMIPA ITS, Surabaya. 2006.
- Dutta, N.K.; Lopata, J.; Logan, R. dan Tanbun-Ek, T., *Integrated Distributed Feedback Laser and Optical Amplifier*. Applied Physics Letters. Vol 59 (14). Hal 1676-1677. 1991.
- Enander, E.P. dan Sjoberg A., *The MATLAB 6 Handbook*. Pearson Education Limited, Prentice Hall, Harlow, UK. 1999.
- Fausett, Laurene V., *Applied Numerical Analysis using MATLAB*. Prentice Hall, New Jersey. 1999.
- Hanselman, Duane.; Littlefield, Bruce, *MATLAB: Bahasa Komputasi Teknis*. Andi Yogyakarta. 2000.
- Kapon, Eli; Hardy, A. dan Katzir, A., *The Effect of Complex Coupling Coefficients on Distributed Feedback Lasers*. IEEE journal of QE, Vol 18 (1). Hal 66-71. 1982.
- Laud, B.B., *Laser dan Optik Nonlinier*. Universitas Indonesia. Jakarta 1988.
- Mathews, John H. dan Fink, Kurtis D., *Numerical Methods using MATLAB*. Prentice Hall, New Jersey. 1999.
- Miller, A. dan Finlayson, D.M., *Laser Sources and Applications*. A NATO Advanced Study Institute, J.W. Arrowsmith Ltd, Bristol, UK. 1997.

- Rahayuningtjas, E.S.; Rohedi, A.Y. dan Yudoyono, G., *Optika*. Laporan Hibah Pengajaran, Jurusan Fisika FMIPA ITS, Surabaya. 2002.
- Recktenwald, Gerald W., *Numerical Methods with MATLAB: Implementations and Applications*. Prentice Hall, New Jersey. 2000.
- Shiraz H.G. dan Lo, B.S.K., *Distributed Feedback Laser Diodes: Principles and Physical Modelling*. John Wiley & Sons Ltd, UK. 1996.
- Shiraz H.G., *Fundamentals of Laser Diode Amplifiers*. John Wiley & Sons Ltd, UK. 1996.
- Suematsu, Yasuharu dan Iga, Ken-Ichi, *Introduction to: Optical Fiber Communications*. John Wiley & Sons Ltd, New York – USA. 1982.
- Sunarno, H., *Sistem Komunikasi Optik*. Laporan Modul Ajar, Program Due-Like, Jurusan Fisika FMIPA ITS, Surabaya, 2001.
- Sunarno, H., *Laser II*. Laporan Modul Ajar, Program Due-Like, Jurusan Fisika FMIPA ITS, Surabaya. 2002.
- Triatmodjo, B., *Metode Numerik*. FMIPA-Universitas Gadjah Mada. Yogyakarta. 1996.
- Tsang, C.F.; Marcenac, D.D.; Carroll, J.E.; dan Zhang, L.M., *Comparison between 'Power Matrix Model' and 'Time Domain Model' in Modelling Large Signal Responses of DFB Lasers*. IEE Proc. Optoelectronic journal. Vol 141 (2). Hal 89-96. 1994.
- Young, M., *Optics and Lasers: Including Fibers and Optical Waveguides*. Springer-Verlag, Berlin, Jerman. 1986.

Tetapi

kepada inilah AK U memandang:

kepada orang yang tertindas

dan patah semangatnya

dan yang gentar kepada FirmanKu.

LAMPIRAN

LAMPIRAN A

TABEL HASIL PERHITUNGAN

Tabel 1. Perhitungan nilai α_L dan δ_L untuk $k_L = 0.25$

κ_L	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	δ_L-0	α_L-0	δ_L-1	α_L-1
0.25	-19.2	6.0	-18.2633	5.5195
0.25	-18.8	5.8	-18.2633	5.5195
0.25	-18.4	5.6	-18.2633	5.5195
0.25	-18.0	5.4	-18.2633	5.5195
0.25	-17.6	5.2	-18.2633	5.5195
0.25	-17.2	5.0	-5.5512	4.1190
0.25	-6.6	5.4	-5.5512	4.1190
0.25	-6.2	5.2	-5.5512	4.1190
0.25	-5.8	5.0	-5.5512	4.1190
0.25	-5.4	4.8	-5.5512	4.1190
0.25	-5.0	4.6	-5.5512	4.1190
0.25	-4.6	4.4	-2.0264	3.5080
0.25	-3.2	4.2	-2.0264	3.5080
0.25	-2.8	4.0	-2.0264	3.5080
0.25	-2.4	3.8	-2.0264	3.5080
0.25	-2.0	3.6	-2.0264	3.5080
0.25	-1.6	3.4	-2.0264	3.5080
0.25	-1.2	3.2	-2.0264	3.5080
0.25	1.2	4.0	2.2037	3.4382
0.25	1.6	3.8	2.2037	3.4382
0.25	2.0	3.6	2.2037	3.4382
0.25	2.4	3.4	2.2037	3.4382
0.25	2.8	3.2	2.2037	3.4382
0.25	3.2	3.0	2.2037	3.4382
0.25	4.8	4.6	5.7490	3.9159
0.25	5.2	4.4	5.7490	3.9159
0.25	5.6	4.2	5.7490	3.9159
0.25	6.0	4.0	5.7490	3.9159
0.25	6.4	3.8	5.7490	3.9159
0.25	6.8	3.6	5.7490	3.9159
0.25	8.0	4.6	9.0494	4.2305
0.25	8.4	4.4	9.0494	4.2305
0.25	8.8	4.2	9.0494	4.2305
0.25	9.2	4.0	9.0494	4.2305
0.25	9.6	3.8	9.0494	4.2305
0.25	10.0	3.6	9.0494	4.2305

Tabel 2. Perhitungan nilai α_L dan δ_L untuk $k_L = 0,5$

κ_L	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	δ_{L-0}	α_{L-0}	δ_{L-1}	α_{L-1}
0.5	-10.0	4.0	-8.9988	3.7502
0.5	-9.6	3.8	-8.9988	3.7502
0.5	-9.2	3.6	-8.9988	3.7502
0.5	-8.8	3.4	-8.9988	3.7502
0.5	-8.4	3.2	-8.9988	3.7502
0.5	-8.0	3.0	-8.9988	3.7502
0.5	-6.8	3.6	-5.7379	3.3250
0.5	-6.4	3.4	-5.7379	3.3250
0.5	-6.0	3.2	-5.7379	3.3250
0.5	-5.6	3.0	-5.7379	3.3250
0.5	-5.2	2.8	-5.7379	3.3250
0.5	-4.8	2.6	-5.7379	3.3250
0.5	-3.4	3.0	-2.2768	2.6283
0.5	-3.0	2.8	-2.2768	2.6283
0.5	-2.6	2.6	-2.2768	2.6283
0.5	-2.2	2.4	-2.2768	2.6283
0.5	-1.8	2.2	-2.2768	2.6283
0.5	-1.4	2.0	-2.2768	2.6283
0.5	1.4	3.0	-2.2768	2.6283
0.5	1.8	2.8	2.3496	2.5917
0.5	2.2	2.6	2.3496	2.5917
0.5	2.6	2.4	2.3496	2.5917
0.5	3.0	2.2	2.3496	2.5917
0.5	3.4	2.0	2.3496	2.5917
0.5	4.8	3.6	5.8205	3.2198
0.5	5.2	3.4	5.8205	3.2198
0.5	5.6	3.2	5.8205	3.2198
0.5	6.0	3.0	5.8205	3.2198
0.5	6.4	2.8	5.8205	3.2198
0.5	6.8	2.6	5.8205	3.2198
0.5	11.2	4.4	5.8205	3.2198
0.5	11.6	4.2	12.3025	3.8354
0.5	12.0	4.0	12.3025	3.8354
0.5	12.4	3.8	12.3025	3.8354
0.5	12.8	3.6	12.3025	3.8354
0.5	13.2	3.4	12.3025	3.8354

Tabel 3. Perhitungan nilai α_L dan δ_L untuk $k_L = 1$

k_L	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	δ_L-0	α_L-0	δ_L-1	α_L-1
1	-10.0	3.0	-9.1417	2.9839
1	-9.6	2.8	-9.1417	2.9839
1	-9.2	2.6	-9.1417	2.9839
1	-8.8	2.4	-9.1417	2.9839
1	-8.4	2.2	-9.1417	2.9839
1	-8.0	2.0	-9.1417	2.9839
1	-7.0	2.6	-5.9308	2.5525
1	-6.6	2.4	-5.9308	2.5525
1	-6.2	2.2	-5.9308	2.5525
1	-5.8	2.0	-5.9308	2.5525
1	-5.4	1.8	-5.9308	2.5525
1	-5.0	1.6	-2.6516	1.7652
1	-3.6	2.0	-2.6516	1.7652
1	-3.2	1.8	-2.6516	1.7652
1	-2.8	1.6	-2.6516	1.7652
1	-2.4	1.4	-2.6516	1.7652
1	-2.0	1.2	-2.6516	1.7652
1	-1.6	1.0	2.6794	1.7466
1	2.2	2.4	2.6794	1.7466
1	2.6	2.2	2.6794	1.7466
1	3.0	2.0	2.6794	1.7466
1	3.4	1.8	2.6794	1.7466
1	3.8	1.6	2.6794	1.7466
1	4.2	1.4	5.9648	2.4994
1	5.0	3.4	5.9648	2.4994
1	5.4	3.2	5.9648	2.4994
1	5.8	3.0	5.9648	2.4994
1	6.2	2.8	5.9648	2.4994
1	6.6	2.6	5.9648	2.4994
1	7.0	2.4	9.1795	2.8995
1	8.2	4.0	9.1795	2.8995
1	8.6	3.8	9.1795	2.8995
1	9.0	3.6	9.1795	2.8995
1	9.4	3.4	9.1795	2.8995
1	9.8	3.2	9.1795	2.8995
1	10.2	3.0	5.9648	2.4994

Tabel 4. Perhitungan nilai αL dan δL untuk $kL = 2$

κL	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	$\delta L-0$	$\alpha L-0$	$\delta L-1$	$\alpha L-1$
2	-10.8	2.6	-9.3843	2.2306
2	-10.4	2.4	-9.3843	2.2306
2	-10.0	2.2	-9.3843	2.2306
2	-9.6	2.0	-9.3843	2.2306
2	-9.2	1.8	-9.3843	2.2306
2	-8.8	1.6	-6.2885	1.7834
2	-7.6	2.0	-6.2885	1.7834
2	-7.2	1.8	-6.2885	1.7834
2	-6.8	1.6	-6.2885	1.7834
2	-6.4	1.4	-6.2885	1.7834
2	-6.0	1.2	-6.2885	1.7834
2	-5.6	1.0	-6.2885	1.7834
2	-4.8	1.4	-3.3745	0.9899
2	-4.4	1.2	-3.3745	0.9899
2	-4.0	1.0	-3.3745	0.9899
2	-3.6	0.8	-3.3745	0.9899
2	-3.2	0.6	-3.3745	0.9899
2	-2.8	0.4	-3.3745	0.9899
2	1.8	2.4	3.3839	0.9810
2	2.2	2.2	3.3839	0.9810
2	2.6	2.0	3.3839	0.9810
2	3.0	1.8	3.3839	0.9810
2	3.4	1.6	3.3839	0.9810
2	3.8	1.4	3.3839	0.9810
2	5.0	3.4	3.3839	0.9810
2	5.4	3.2	6.3020	1.7574
2	5.8	3.0	6.3020	1.7574
2	6.2	2.8	6.3020	1.7574
2	6.6	2.6	6.3020	1.7574
2	7.0	2.4	6.3020	1.7574
2	8.2	4.0	6.3020	1.7574
2	8.6	3.8	9.3997	2.1888
2	9.0	3.6	9.3997	2.1888
2	9.4	3.4	9.3997	2.1888
2	9.8	3.2	9.3997	2.1888

Tabel 5. Perhitungan nilai α_L dan δ_L untuk $k_L = 3$

k_L	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	δ_L-0	α_L-0	δ_L-1	α_L-1
3	-10.6	2.0	-9.6890	1.7870
3	-10.2	1.8	-9.6890	1.7870
3	-10.0	1.6	-9.6890	1.7870
3	-9.8	1.4	-9.6890	1.7870
3	-9.4	1.2	-9.6890	1.7870
3	-9.0	1.0	-6.7343	1.3372
3	-8.0	1.6	-6.7343	1.3372
3	-7.6	1.4	-6.7343	1.3372
3	-7.2	1.2	-6.7343	1.3372
3	-6.8	1.0	-6.7343	1.3372
3	-6.4	0.8	-6.7343	1.3372
3	-6.0	0.6	-6.7343	1.3372
3	-5.0	1.2	-4.1460	0.6259
3	-4.6	1.0	-4.1460	0.6259
3	-4.2	0.8	-4.1460	0.6259
3	-3.8	0.6	-4.1460	0.6259
3	-3.4	0.4	-4.1504	0.6204
3	-3.0	0.2	-4.1460	0.6259
3	3.0	1.2	4.1504	0.6204
3	3.4	1.0	4.1504	0.6204
3	3.8	0.8	4.1504	0.6204
3	4.2	0.6	4.1504	0.6204
3	4.6	0.4	4.1504	0.6204
3	5.0	0.2	4.1504	0.6204
3	6.0	2.0	6.7419	1.3207
3	6.4	1.8	6.7419	1.3207
3	6.8	1.6	6.7419	1.3207
3	7.2	1.4	6.7419	1.3207
3	7.6	1.2	6.7419	1.3207
3	8.0	1.0	6.7419	1.3207
3	9.0	2.0	9.6980	1.7598
3	9.4	1.8	9.6980	1.7598
3	9.8	1.6	9.6980	1.7598
3	10.2	1.4	9.6980	1.7598
3	10.6	1.2	9.6980	1.7598
3	11.0	1.0	9.6980	1.7598

Tabel 6. Perhitungan nilai α_L dan δ_L untuk $k_L = 4$

k_L	Tebakan Awal		Hasil Iterasi	
	δ_L-0	α_L-0	δ_L-1	α_L-1
4	-11.0	2.0	-10.0723	1.4721
4	-10.6	1.8	-10.0723	1.4721
4	-10.2	1.6	-10.0723	1.4721
4	-10.0	1.4	-10.0723	1.4721
4	-9.8	1.2	-10.0723	1.4721
4	-9.4	1.0	-10.0723	1.4721
4	-8.4	1.6	-7.2758	1.0341
4	-8.0	1.4	-7.2758	1.0341
4	-7.6	1.2	-7.2758	1.0341
4	-7.2	1.0	-7.2758	1.0341
4	-6.8	0.8	-7.2758	1.0341
4	-6.4	0.6	-7.2806	1.0224
4	-6.0	0.2	-4.9709	0.4210
4	-5.6	0.4	-4.9709	0.4247
4	-5.2	0.6	-4.9685	0.4247
4	-4.8	0.8	-4.9685	0.4247
4	-4.4	1.0	-4.9685	0.4247
4	-4.0	1.2	-4.9685	0.4247
4	4.0	1.2	4.9709	0.4210
4	4.4	1.0	4.9709	0.4210
4	4.8	0.8	4.9709	0.4210
4	5.2	0.6	4.9709	0.4210
4	5.6	0.4	4.9685	0.4247
4	6.0	0.2	4.9685	0.4247
4	6.0	1.6	4.9685	0.4247
4	6.4	1.4	4.9685	0.4247
4	6.8	1.2	7.2806	1.0224
4	7.2	1.0	7.2806	1.0224
4	7.6	0.8	7.2806	1.0224
4	8.0	0.6	7.2806	1.0224
4	9.0	2.0	7.2806	1.0224
4	9.4	1.8	10.0783	1.4523
4	9.8	1.6	10.0783	1.4523
4	10.2	1.4	10.0783	1.4523
4	10.4	1.2	10.0783	1.4523
4	10.8	1.0	10.0783	1.4523

LAMPIRAN B

PROGRAM KOMPUTASI

☺ fungsi.m

```
function z=fungsi(x,y)
global kL
% $x = \delta * L$ ;
% $y = \alpha * L$ ;
j=sqrt(-1);
gammaL=sqrt((y-j*x).^2 + kL.^2);
% $z = j * \gamma L - kL * \sinh(\gamma L)$ ;
r1=0.0343;
r2=0.0343;
z=gammaL.^2 + kL.^2.*(sinh(gammaL)).^2.*(1-r1.^2).*(1-r2.^2) +
2.*j.*kL.*((r1+r2).^2).*(1-r1*r2).*gammaL.*sinh(gammaL).*cosh(gammaL);
```

☺ fU.m

```
function y=fU(func,x,y)
y=real(feval(func,x,y));
```

☺ fV.m

```
function y=fV(func,x,y)
y=imag(feval(func,x,y));
```

☺ derivUx.m

```
function y=derivUx(func,x,y)
h=0.001;
y=fU(func,x-2*h,y)-8*fU(func,x-h,y)+8*fU(func,x+h,y)-fU(func,x+2*h,y);
y=y/(12*h);
```

☺ derivUy.m

```
function y=derivUy(func,x,y)
h=0.001;
y=fU(func,x,y-2*h)-8*fU(func,x,y-h)+8*fU(func,x,y+h)-fU(func,x,y+2*h);
y=y/(12*h);
```


⊙ derivVx.m

```
function y=derivVx(func,x,y)
h=0.001;
y=fV(func,x-2*h,y)-8*fV(func,x-h,y)+8*fV(func,x+h,y)-fV(func,x+2*h,y);
y=y/(12*h);
```

⊙ derivVy.m

```
function y=derivVy(func,x,y)
h=0.001;
y=fV(func,x,y-2*h)-8*fV(func,x,y-h)+8*fV(func,x,y+h)-fV(func,x,y+2*h);
y=y/(12*h);
```

⊙ fku.m

```
function f=fku(v)
func='funksi';
x=v(1); y=v(2);
f=zeros(2,1);
f(1)=fU(func,x,y);
f(2)=fV(func,x,y);
```

⊙ jfku.m

```
function jf=jfku(v)
func='funksi';
x=v(1); y=v(2);
jf=zeros(2,2);
jf(1,:)=derivUx(func,x,y) derivUy(func,x,y);
jf(2,:)=derivVx(func,x,y) derivVy(func,x,y);
```

⊙ newtonmv.m

```
function [it,xv,fr]=newtonmv(xv)
global kL
%kL=input('kL = ');
kL = 1;
n=2;
tol=1e-6;
it=0;
fr=feval('fku',xv);
while norm(fr)>tol
    Jr=feval('jfku',xv);
    xv1=xv-Jr\fr; xv=xv1;
    fr=feval('fku',xv)
    it=it+1
end;
```

⊙ gambarkL25.m

```
function gkL25 = gambarkL25
```

```
%kL = 0.25
```

```
clf;
```

```
x = [-18.2633 -18.2633 -18.2633 -18.2633 -18.2633 -5.5512 -5.5512 -5.5512 -  
5.5512 -5.5512 -5.5512 -2.0264 -2.0264 -2.0264 -2.0264 -2.0264 -2.0264 ...  
-2.0264 2.2037 2.2037 2.2037 2.2037 2.2037 2.2037 5.7490 5.7490 5.7490  
5.7490 5.7490 5.7490 9.0494 9.0494 9.0494 9.0494 9.0494 9.0494];
```

```
y = [ 5.5195 5.5195 5.5195 5.5195 5.5195 4.1190 4.1190 4.1190 4.1190 4.1190  
4.1190 3.5080 3.5080 3.5080 3.5080 3.5080 3.5080 3.5080 3.5080 3.4382 ...  
3.4382 3.4382 3.4382 3.4382 3.4382 3.9159 3.9159 3.9159 3.9159 3.9159 3.9159  
4.2305 4.2305 4.2305 4.2305 4.2305 4.2305];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 0.25')
```

⊙ gambarkL5.m

```
function gkL5 = gambarkL5
```

```
%kL=0.5
```

```
clf;
```

```
x = [-8.9988 -8.9988 -8.9988 -8.9988 -8.9988 -8.9988 -5.7379 -5.7379 -5.7379 -  
5.7379 -5.7379 -5.7379 -2.2768 -2.2768 -2.2768 -2.2768 -2.2768 -2.2768 ...  
-2.2768 2.3496 2.3496 2.3496 2.3496 2.3496 2.3496 5.8205 5.8205 5.8205 5.8205  
5.8205 5.8205 5.8205 12.3025 12.3025 12.3025 12.3025 12.3025];
```

```
y = [3.7502 3.7502 3.7502 3.7502 3.7502 3.7502 3.3250 3.3250 3.3250 3.3250  
3.3250 3.3250 2.6283 2.6283 2.6283 2.6283 2.6283 2.6283 2.6283 ...  
2.5917 2.5917 2.5917 2.5917 2.5917 2.5917 3.2198 3.2198 3.2198 3.2198 3.2198 3.2198  
3.2198 3.8354 3.8354 3.8354 3.8354 3.8354];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 0.5')
```



☺ gambarkL1.m

```
function gkL1 = gambarkL1
```

```
%kL=1
```

```
clf;
```

```
x = [-9.1417 -9.1417 -9.1417 -9.1417 -9.1417 -9.1417 -5.9308 -5.9308 -5.9308 -  
5.9308 -5.9308 -2.6516 -2.6516 -2.6516 -2.6516 -2.6516 -2.6516 ...  
2.6794 2.6794 2.6794 2.6794 2.6794 2.6794 5.9648 5.9648 5.9648 5.9648 5.9648  
5.9648 9.1795 9.1795 9.1795 9.1795 9.1795 9.1795 9.1795 5.9648];  
y = [2.9839 2.9839 2.9839 2.9839 2.9839 2.9839 2.5525 2.5525 2.5525 2.5525  
2.5525 1.7652 1.7652 1.7652 1.7652 1.7652 1.7652 1.7466 1.7466 ...  
1.7466 1.7466 1.7466 1.7466 2.4994 2.4994 2.4994 2.4994 2.4994 2.4994 2.8995  
2.8995 2.8995 2.8995 2.8995 2.4994];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 1')
```

☺ gambarkL2.m

```
function gkL2 = gambarkL2
```

```
%kL=2
```

```
clf;
```

```
x = [-9.3843 -9.3843 -9.3843 -9.3843 -9.3843 -6.2885 -6.2885 -6.2885 -6.2885 -  
6.2885 -6.2885 -6.2885 -3.3745 -3.3745 -3.3745 -3.3745 -3.3745 ...  
-3.3745 3.3839 3.3839 3.3839 3.3839 3.3839 3.3839 3.3839 6.3020 6.3020  
6.3020 6.3020 6.3020 9.3997 9.3997 9.3997 9.3997];  
y = [2.2306 2.2306 2.2306 2.2306 2.2306 1.7834 1.7834 1.7834 1.7834 1.7834  
1.7834 1.7834 0.9899 0.9899 0.9899 0.9899 0.9899 0.9899 0.9899 0.9810 ...  
0.9810 0.9810 0.9810 0.9810 0.9810 0.9810 1.7574 1.7574 1.7574 1.7574  
1.7574 1.7574 2.1888 2.1888 2.1888 2.1888];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 2')
```


☺ gambarkL3.m

```
function gkL3 = gambarkL3
```

```
%kL=3
```

```
clf;
```

```
x = [-9.6890 -9.6890 -9.6890 -9.6890 -9.6890 -6.7343 -6.7343 -6.7343 -6.7343 -  
6.7343 -6.7343 -6.7343 -4.1460 -4.1460 -4.1460 -4.1460 -4.1504 ...  
-4.1460 4.1504 4.1504 4.1504 4.1504 4.1504 4.1504 4.1504 6.7419 6.7419 6.7419  
6.7419 6.7419 6.7419 9.6980 9.6980 9.6980 9.6980 9.6980 9.6980];  
y = [1.7870 1.7870 1.7870 1.7870 1.7870 1.3372 1.3372 1.3372 1.3372 1.3372  
1.3372 1.3372 0.6259 0.6259 0.6259 0.6259 0.6204 0.6259 0.6259 ...  
0.6204 0.6204 0.6204 0.6204 0.6204 1.3207 1.3207 1.3207 1.3207 1.3207  
1.3207 1.7598 1.7598 1.7598 1.7598 1.7598 1.7598];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 3')
```

☺ gambarkL4.m

```
function gkL4 = gambarkL4
```

```
%kL=4
```

```
clf;
```

```
x = [-10.0723 -10.0723 -10.0723 -10.0723 -10.0723 -10.0723 -7.2758 -7.2758 -  
7.2758 -7.2758 -7.2758 -7.2806 -4.9709 -4.9709 -4.9685 -4.9685 -4.9685 ...  
-4.9685 4.9709 4.9709 4.9709 4.9709 4.9685 4.9685 4.9685 4.9685 7.2806  
7.2806 7.2806 7.2806 10.0783 10.0783 10.0783 10.078 10.0783];  
y = [1.4721 1.4721 1.4721 1.4721 1.4721 1.4721 1.0341 1.0341 1.0341 1.0341  
1.0341 1.0224 0.4210 0.4247 0.4247 0.4247 0.4247 0.4247 0.4210 0.4210 ...  
0.4210 0.4210 0.4247 0.4247 0.4247 0.4247 1.0224 1.0224 1.0224 1.0224 1.0224  
1.4523 1.4523 1.4523 1.4523 1.4523];
```

```
plot(x,y,'k')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')
```

```
ylabel('Amplitudo Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')
```

```
gtext('r2 = 0.0343')
```

```
gtext('kL = 4')
```

```

© gambar_bareng.m
function gl = gambar_bareng
clf;
box off

x = [-10.0723 -9.6890 -9.3843 -9.1795 -8.9989 ];
y = [1.4721 1.780 2.2306 2.9839 3.7502 ];
plot(x,y,'k')
hold on
x = [-7.2758 -6.7343 -6.2885 -5.9308 -5.7379 -5.5512];
y = [1.0341 1.3372 1.7834 2.5525 3.3250 4.1190];
plot(x,y,'k')
hold on
x = [-4.9709 -4.1460 -3.3745 -2.6516 -2.2768 -2.0264];
y = [0.4247 0.6259 0.9899 1.7652 2.6283 3.5080];
plot(x,y,'k')
hold on
x = [2.2037 2.3496 2.6794 3.3839 4.1504 4.9709];
y = [3.4382 2.5917 1.7466 0.9810 0.6204 0.4210];
plot(x,y,'k')
hold on
x = [5.7490 5.8205 5.9648 6.3020 6.7419 7.2806];
y = [3.9159 3.2198 2.4994 1.7574 1.3207 1.0224];
plot(x,y,'k')

hold on
x = [9.0494 9.1795 9.3997 9.6890 10.0783];
y = [4.2305 2.8995 2.1888 1.7598 1.4523];
plot(x,y,'k')
hold on
x = [-5.5512 -2.0264 2.2037 5.7490 9.0494];
y = [4.1190 3.5080 3.4382 3.9159 4.2305];
plot(x,y,'bx')
hold on
x = [-8.9989 -5.7379 -2.2768 2.3496 5.8205];
y = [3.7502 3.3250 2.6283 2.5917 3.2198];
plot(x,y,'go')
hold on
x = [-9.1795 -5.9308 -2.6516 2.6794 5.9648 9.1795];
y = [2.9839 2.5525 1.7652 1.7466 2.4994 2.8995];
plot(x,y,'r<')
hold on
x = [-9.3843 -6.2885 -3.3745 3.3839 6.3020 9.3997];
y = [2.2306 1.7834 0.9899 0.9810 1.7574 2.1888];
plot(x,y,'c+')
hold on

```

```
x = [-9.6890 -6.7343 -4.1460 4.1504 6.7419 9.6890];  
y = [1.780 1.3372 0.6259 0.6204 1.3207 1.7598];  
plot(x,y,'y>')  
hold on  
x = [-10.0723 -7.2758 -4.9709 4.9709 7.2806 10.0783];  
y = [1.4721 1.0341 0.4247 0.4210 1.0224 1.4523];  
plot(x,y,'m*')
```

```
xlabel('Detuning Coeffisien, deltaL')  
ylabel('Amplitude Gain, alfaL')
```

```
gtext('r1 = 0.0343')  
gtext('r2 = 0.0343')  
gtext('kL = ')  
gtext('x 0.25')  
gtext('o 0.5')  
gtext('< 1')  
gtext('+ 2')  
gtext('> 3')  
gtext('* 4')
```


☺ fungsi_dfb.m

```
function y=fungsi_dfb(m,b)
```

```
n1=3.17;
```

```
n2=3.405;
```

```
n3=3.553;
```

```
n4=n2;
```

```
n5=n1;
```

```
t2=200;
```

```
d3=100;
```

```
d4=t2;
```

```
ld=1.55;
```

```
k0=2*pi/ld;
```

```
V=k0*d3*sqrt(n3^2-n2^2);
```

```
N=sqrt(b*(n3^2-n2^2)+n2^2);
```

```
h1=k0*sqrt(N^2-n1^2);
```

```
h2=(V/d3)*sqrt(b);
```

```
h3=(V/d3)*sqrt(1-b);
```

```
h4=h2;
```

```
h5=h1;
```

```
alfa2=h2*t2-atan(h1/h2);
```

```
alfa3=atan(tan(alfa2)*h2/h3);
```

```
alfa4=atan(h5/h4)-h4*(d3+d4);
```

```
A=tan(h4*d3+alfa4)*h4/h3;
```

```
B=tan(alfa2)*h2/h3;
```

```
%y=tan(h3*d3/2)+(1+A*B)/(A-B)-(sqrt((1+A^2)*(1+B^2)))/(A-B)-m*pi;
```

```
%y=(A-B)*tan(h3*d3/2)-(1+A*B)-sqrt((1+A^2)*(1+B^2))-m*pi;
```

```
y=h3*d3/2-atan((sqrt((1+A^2)*(1+B^2))-(1+A*B))/(A-B))-m*pi;
```

☺ secan_dfb.m

```
function b2=secan_dfb(m,b0)
```

```
b1=b0+0.01;
```

```
tol=1e-9;
```

```
b2=b1-(b1-b0)*fungsi_dfb(m,b1)/( fungsi_dfb(m,b1)- fungsi_dfb(m,b0) );
```

```
while abs(b2-b1)>tol
```

```
    b0=b1;
```

```
    b1=b2;
```

```
    b2=b1-(b1-b0)*fungsi_dfb(m,b1)/( fungsi_dfb(m,b1)- fungsi_dfb(m,b0) );
```

```
end;
```

☺ kavitas_5lapis.m

```
function [N,beta,h1,h2]=kavitas_5lapis(m,b0,pil)
n1=3.17;          n2=3.405;          n3=3.553;
n4=n2;           n5=n1;             t2=200;
d3=100;          d4=t2;
ld=1.55;         k0=2*pi/ld;

V=k0*d3*sqrt(n3^2-n2^2);
%b=newton_dfb(m,b0);
b=secan_dfb(m,b0);
N=sqrt(b*(n3^2-n2^2)+n2^2);
beta=k0*N;        h1=k0*sqrt(N^2-n1^2);    h2=(V/d3)*sqrt(b);
h3=(V/d3)*sqrt(1-b);    h4=h2;          h5=h1;

alfa2=h2*t2-atan(h1/h2);    alfa3=atan(tan(alfa2)*h2/h3);
alfa4=atan(h5/h4)-h4*(d3+d4);

k2=1/cos(h2*t2-alfa2);
k3=cos(alfa2)/(cos(h2*t2-alfa2)*cos(alfa3));
k4=(cos(alfa2)*cos(h3*d3+alfa3))/(cos(h4*d3+alfa4)*cos(h2*t2-alfa2)*cos(alfa3));
k5=(cos(alfa2)*cos(h3*d3+alfa3)*cos(h4*(d3+d4)+alfa4))/(cos(h4*d3+alfa4)*cos(h
    2*t2-alfa2)*cos(alfa3));

B1=1/h1;
B2=k2^2*(t2+sin(2*h2*t2-2*alfa2)/(2*h2)+sin(2*alfa2)/(2*h2));
B3=k3^2*(d3+sin(2*h3*d3+2*alfa3)/(2*h3)-sin(2*alfa3)/(2*h3));
B4=k4^2*(d4+sin(2*h4*(d3+d4)+2*alfa4)/(2*h4)-sin(2*h4*d3+2*alfa4)/(2*h4));
B5=k5^2/h5;
heff=B1+B2+B3+B4+B5;    A1=sqrt(2/heff);    A2=k2*A1;
A3=k3*A1;                A4=k4*A1;            A5=k5*A1;

x1=t2:5:300;            E1=A1*exp(h1*(t2-x1));
x2=0:5:t2;              E2=A2*cos(h2*x2-alfa2);
x3=-d3:1:0;             E3=A3*cos(h3*x3-alfa3);
x4=-(d3-d4):5:-d3;      E4=A4*cos(h4*x4-alfa4);
x5=-400:5:-(d3+d4);     E5=A5*exp(h5*(d3+d4+x5));
if (pil==1)
    figure(1)
    plot(x1,E1/A3,'-',x2,E2/A3,'-',x3,E3/A3,'-',x4,E4/A3,'-',x5,E5/A3);
    hold on
    axis([-250 150 -1 1]);
else
    figure(1)
    plot(x1,(E1/A3).^2,'-',x2,(E2/A3).^2,'-',x3,(E3/A3).^2,'-',x4,(E4/A3).^2,'-
        ',x5,(E5/A3).^2,'-');    hold on
    axis([-250 150 0 1]);
end
```

© fungsi_k.m

```
function [k] = fungsi_k(WTA,s)
```

```
m = 1; g = 75;
d2 = 200; d4 = d2; d3 = 100;
n1 = 3.17; n2 = 3.405; n3 = 3.553;
n4 = n2; n5 = n1;

N = 3.5530; beta = 14.4026;
h1 = 6.5047; h2 = 4.1135; k0 = 2*pi/1.55;
```

```
% WTA = WT per periode;
% WBA = WB per periode;
% WA = W per periode;
```

```
WBA = linspace(0,1,100);
WA = .5 - .5*(WTA + WBA);
```

```
a = m*pi*WTA;
b = (2*m*pi*WA)/g;
gdot = (WBA+WA).*g;
c = a + b.*g;
cdot = a + b.*gdot;
v = 2*h2*(g - gdot);
```

```
Q1 = (h1*g*sin(cdot)-b) - exp(-2*h1*gdot).*(h1*g*sin(a) - b*cos(a));
Q1 = Q1./((h1*g)^2 + b.^2);
Q2 = (cos(cdot) - cos(c))./b;
Q3 = b.*(cos(cdot)-cos(c)).*cos(v) - h2*g*(sin(c).*sin(v));
Q3 = Q3./(b.^2 - (h2*g)^2);
Q4 = h2*g*(sin(c).*cos(v) - sin(cdot)) - b.*(cos(c).*sin(v));
Q4 = Q4./(b.^2 - (h2*g)^2);
```

```
deret = Q1 + ((1 + (h2/h1)^2)*(Q2./2)) + ((1 + (h1/h2)^2)*(Q3./2)) + (h1/h2)*Q4;
```

```
k = k0^2*(n2^2 - n1^2)*g*deret;
k = k./(4*pi*beta*N^2);
```

```
x = WBA;
y = k;
```

```
plot(x,y,s)
xlabel('lebar daerah bawah korugasi, WB/A');
ylabel('koefisien kopling,k');
```


UCAPAN TERIMA KASIH

Ada banyak faktor yang membuat saya akhirnya bisa menyelesaikan perkuliahan di Jurusan Fisika FMIPA ITS ini. Orang-orang yang Allah kirim untuk membuat saya semakin mengenal Allah dan KasihNya. Secara pribadi saya mengucapkan terima kasih yang sebesar-besarnya kepada :

1. Bapak dan Ibu Santoko. Orang tuaku di Malang yang dengan penuh kasih sayang mendidik dan merawatku hingga saat ini. Trima kasih untuk segala keringat dan air mata yang Bapak dan Ibu curahkan untukku. Santo juga mengasihi Bapak dan Ibu.
2. Bapak Ngademin (Almarhum) dan Ibu Patoyah. Orang tua kandungku di Mojokerto. Tidak banyak waktu yang santo habiskan bersama Bapak, tapi itu sangat berkesan. Trima kasih untuk doa dan kasih Ibu, tetap setia mak!
3. Saudara-saudaraku dengan keluarganya. Mas Samidi, mas Muryadi dan mbak Samidah di Malang, Mas wiwid dan mbak Hanna, mas Prpto dan mbak Win di Jombang, mas Yudi dan mbak Asri di Mojokerto. Trima kasih untuk dukungan, doa, semangat, perhatian dan kasihya. Aku sayang sama kalian semua. Tetap kirim aku pulsa mbak Asri!
4. Keponakan-keponakanku. Anna, Arum, Sandi, Dina, Lely, Puput, Ike, Abeth, Icha, Mahen, Dhita, David (jangan nakal dek!, yang rajin sekolah).
5. Bapak Ali Yunus Rohedi. Saya sangat bersyukur kepada Allah karena Bapak. Kesabaran, penerimaan, keterbukaan dan persahabatan yang Bapak berikan sangat berkesan dalam hidup saya.
6. Bapak Daniel Alexander. Trima kasih untuk dukungan materi selama mardikuliah, untuk doa, perhatian dan kasih yang Bapak berikan. Juga untuk teladan hidup yang Bapak tunjukkan, mardik ingin lebih mengenal Bapak. Juga untuk teman-teman di AIM. Bu Yuyun makasih kiriman bulanannya.
7. Mas Rovy dan mbak Temi. Trima kasih untuk dukungan doa dan semangatnya. Untuk segala hal yang Mas Rovy berikan dalam menolong saya semakin mengenal hati Allah dan berani mengambil langkah iman. Masakan mbak Temi enak!, gratis lagi!
8. Mas Teguh, mas Handy, mas Dani dan bang Lasman yang menolongku untuk bertumbuh dalam Kasih Allah dan mempunyai pengharapan kepadaNya.
9. Tante Ribka dan om Yoppy. Doa-doa tante membuat saya selalu dijagai. Trima kasih untuk dukungannya.
10. Teman-teman RTB ITS. Handy (siap boss!), Luhu (kapan pp??), Dimos (persema pindah ke Madiun), Herwan (lebih terbuka wan!), Sony (orang yang tepat di waktu yang tepat, si 'ringan kaki'- 'berat mata'), Widian (suwon gawe komputere, Gusti seng mbales), Didit (ayo olahraga!!), Yoyon (eling kuliahhe!!). Sangat sulit memperoleh sahabat seperti kalian!

11. Teman-teman PA. Agus, Helmi, Didit dan Yoyon. Maaf kalau slama TA gak intens hubungannya. Jangan lupa TMS-nya. Makasih karena memberikan aku kesempatan melayani Allah melalui kalian. A-2.
12. Teman-teman PA Rabu. Luhu, Teddy, Daniel, Gordy, Titut, Santi, Lina, Mustika, Okta, Shelena, Fenny, Dyah, Tamik dan mbak Sri. Makasih untuk sharing dan semangatnya dalam membangun hati untuk jiwa-jiwa. Traktiran kapan-kapan saja kalau dah kerja.
13. Keluarga besar di Mojokerto dan Sidoarjo. Paklek Noto dan bulek Yat (enak di kasih uang jajan terus). Keluarga Paklek Rame, dan kel Paklek Jo di Sidoarjo (maaf tidak pernah berkunjung, ingin tapi selalu gagal).
14. Rekan-rekan di Pelayanan Kampus Regu ITS. Teman-teman di RTB cewek (mbak Susi, mbak Firdha, Santi dan Widya). Kalau lulus pasti tak pel dech rumahnya. Alex (makasih printernya lex, ada pilem lagi gak??).
15. Rekan-rekan di Navigator pelayanan kampus Surabaya. Thx dukungannya, let be apart of it!!
16. Saudara-saudara seiman di PRM. Mas Susilo dan mbak Sis, Mas Surahman dan mbak Yun. Dan kuaabehh! Suwon pandangane!
17. Saudara-saudara seiman di PBIS Malang.
18. Teman-teman kuliah di Fisika ITS. Santoso (suwon bukue), Anam lan Bakri (ojok mbojo ae!, eling kuliahe), Heru, Gondrong, Puguh, Chojex, lan sak konco-konco(sepurane uakehh!).
19. Teman-teman di Pusat Pengembangan Anak (PPA) Malang. Sangat bersyukur bisa melewati banyak waktu di sana. Makasih untuk dukungan materi dan spiritnya.
20. Gank SMA. Chotib lan Ipin. Gak kirane lali ker!!! Arudam forever!! Acara terus!
21. dan semua pihak yang telah mendukung yang tidak bisa saya sebutkan satu-persatu.










Dengan segala kasih dan sayang,

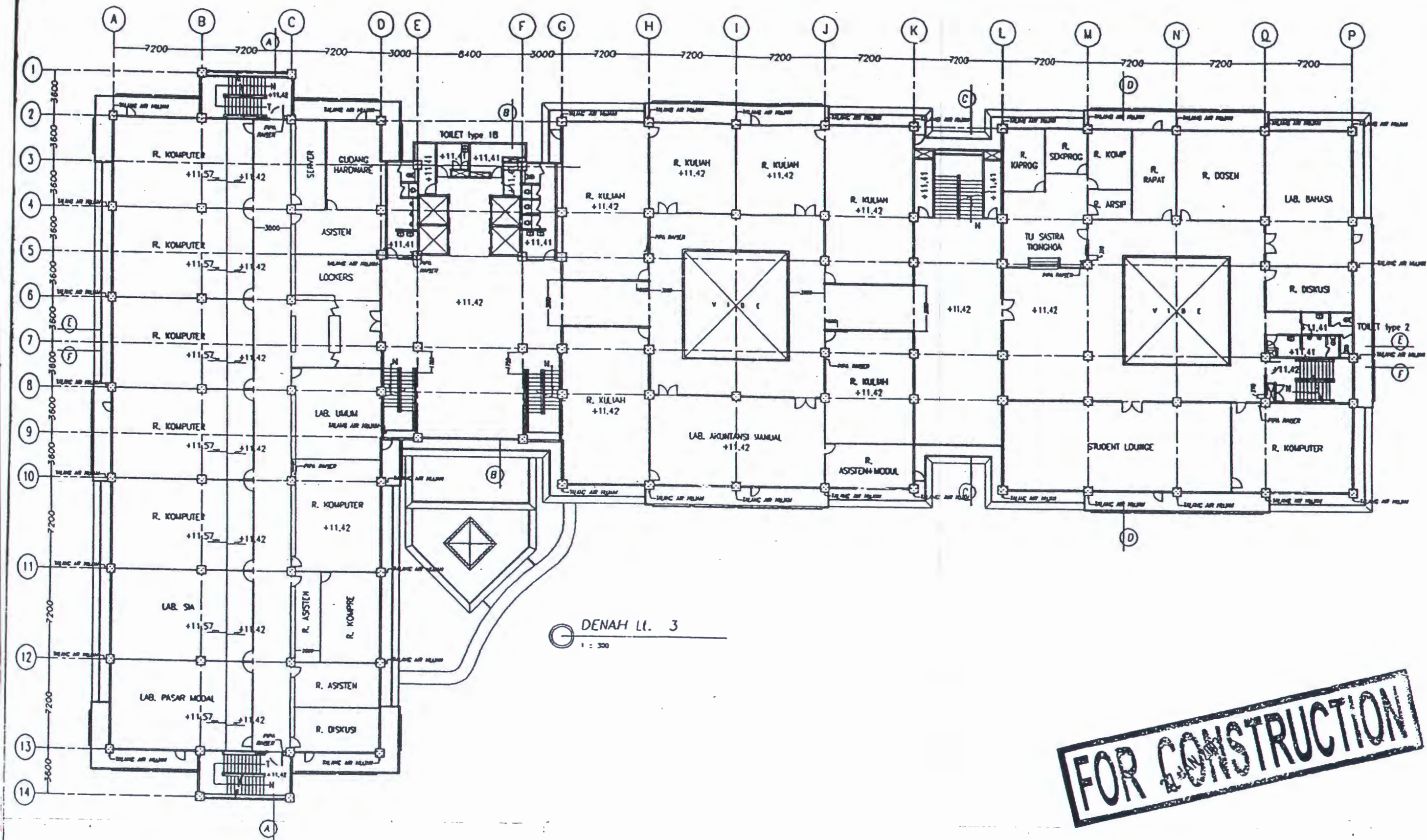
Mardi Susanto
mardi_fisits@yahoo.com

Siwalankerto V


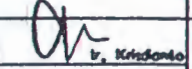
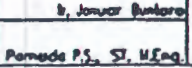
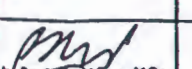


Siwalankerto

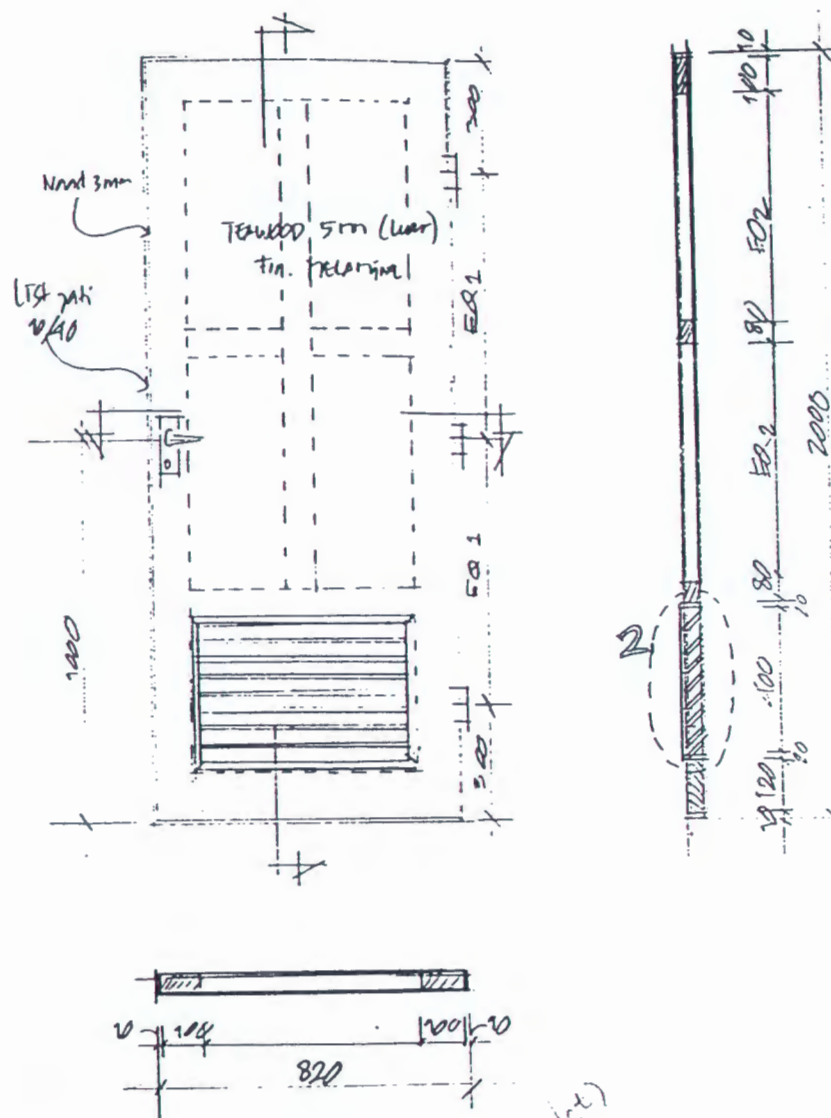
FOR CONSTRUCTION

:	PEMILIK :	TIM PERENCANA :	No.	CATATAN & REVISI :	PERENCANA	KOORDINATOR	DIGAMBAR	DIPERIKSA	No. LEMBAR	No. GAMBAR
UNG KULIAH & POLIKLINIK VERSITAS KRISTEN PETRA	 YPTK PETRA Jl. Siwalonkerto 121-131 Surabaya	TIM PERENCANA FISIK KAMPUS UNIV. KRISTEN PETRA			ARS	 Dr. Kridando	 Dr. H. Heng, MSc.	 Evlin	 Marwita	
					STR	 Dr. Janus Bantoro	 Dr. M. Heng, MSc.			
						 Pamudo P.S. ST, M.Eng.	 Dr. M. Heng, MSc.			
					GAMBAR : ARSITEKTUR			JUDUL GAMBAR : LAY OUT		
					CAD Ref :			S K A L A : 1 : 600		



FOR CONSTRUCTION



TEK :	PEMILIK :	TIM PERENCANA :	No.	CATATAN & REVISI :	PERENCANA	KOORDINATOR	DIGAMBAR	DIPERIKSA	No. LEMBAR	No. GAMBAR
EDUNG KULIAH & POLIKLINIK UNIVERSITAS KRISTEN PETRA	 YPTK PETRA Jl. Siwalankerto 121-131 Surabaya	TIM PERENCANA FISIK KAMPUS UNIV. KRISTEN PETRA			ARS  STR  Pomade P.S., ST, MEng	 Pomade P.S., ST, MEng	 Evelin	 M th Marwita		ARS - 006
					GAMBAR : ARSITEKTUR		JUDUL GAMBAR : DENAH LANTAI 3			
					CAD Ref :		SKALA : 1 : 300			







TYPE PINTV A2
1/20

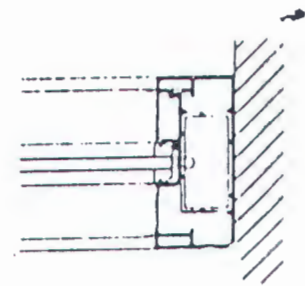
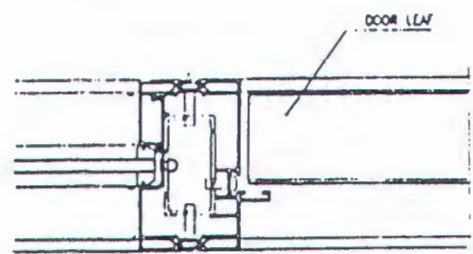
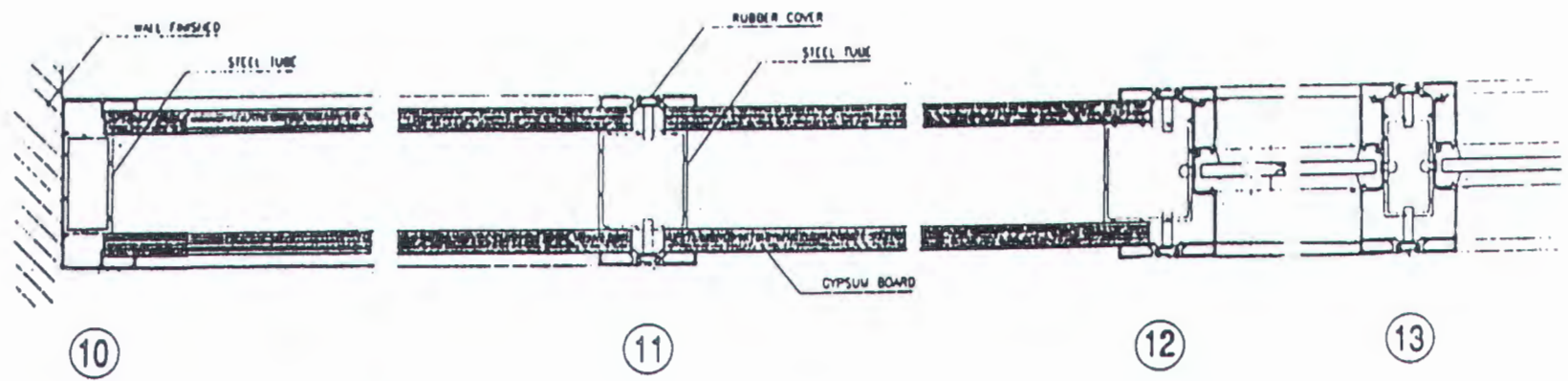
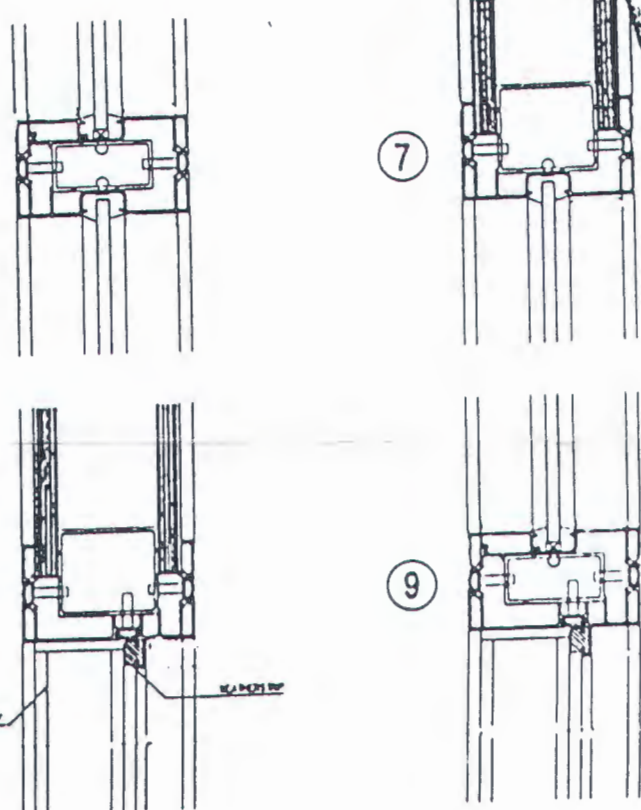
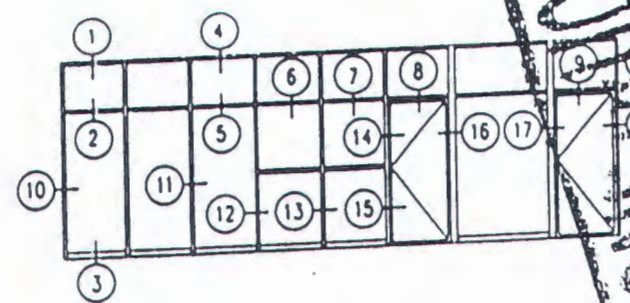
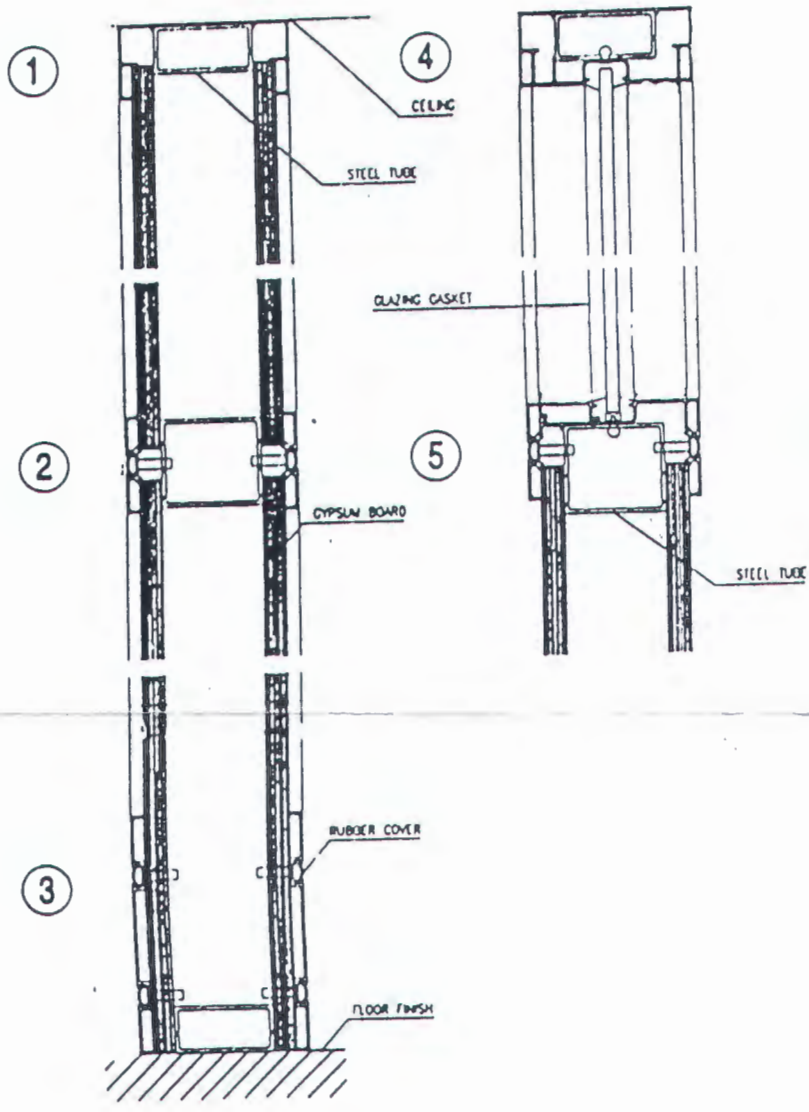
A1C (90 x 200 cm)

FOR CONSTRUCTION

PINTU KAYU TYPE A1 B		UNIT
RIGHT 	LEFT 	46
H = 2000	W = 820	t. 40
HARD WARE	MARK / TYPE	QTY
HINGE	PERKSON, SUS 304/Setarn	3 PCS
LOCK CASE	LOGO, HP 1912 As/Setarn	1 SET
FLUSH BOLT	—	—
DOOR STOPPER	—	—
CYLINDER	LOGO, HP 1912 As/Setarn	1 PCS
HANDLE	—	1 SET

PINTU KAYU TYPE A 1 A		UNIT
RIGHT 	LEFT 	1
H = 2000	W = 770	t = 40
HARDWARE	MARK / TYPE	QTY
HINGE	DEKSON, SIS 304 / Setara	3 PCS
LOCK CASE	LOGO, HP 1512 As / Setara	1 SET
PUSH BOLT	—	—
DOOR STOPPER	—	—
CYLINDER	LOGO, HP 1512 As / Setara	1 PCS
HANDLE	— " —	1 SET

PINTU KAYU TYPE A1C		UNIT
RIGHT 	LEFT 	102
H = 2000	W = 900	t = 40
HARDWARE	MERK / TYPE	QTY
HINGE	DERKSON, SUS 304 / Setara	3 Pcs
LOCK CASE	LOGO, HP 1512 As / Setara	1 SET
FLUSH BOLT	—	—
DOOR STOPPER	GRAFF / Setara	1 Pcs
CYLINDER	LOGO, HP 1512 As / Setara	1 Pcs
HANDLE	—	1 SET



14

19

FOR CONSTRUCTION

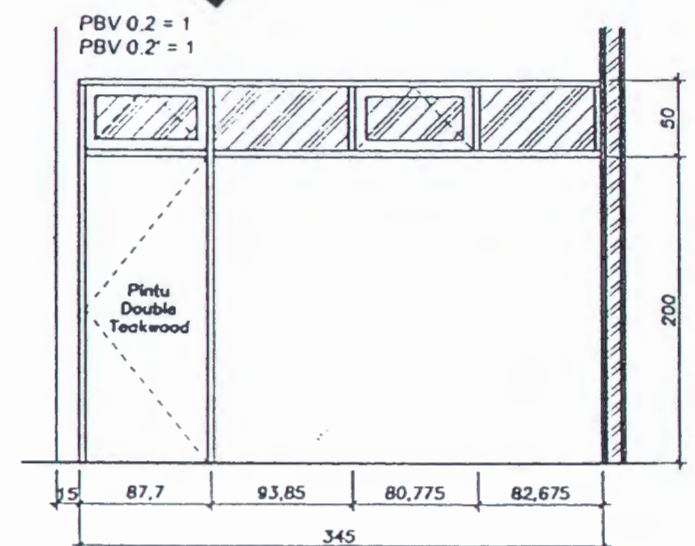
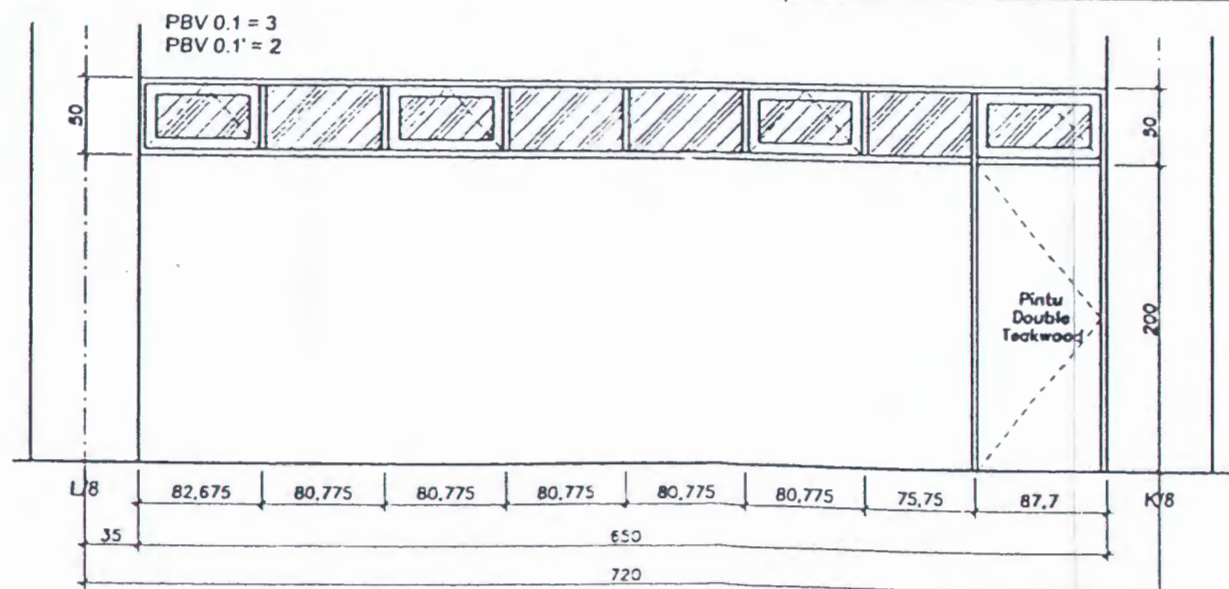
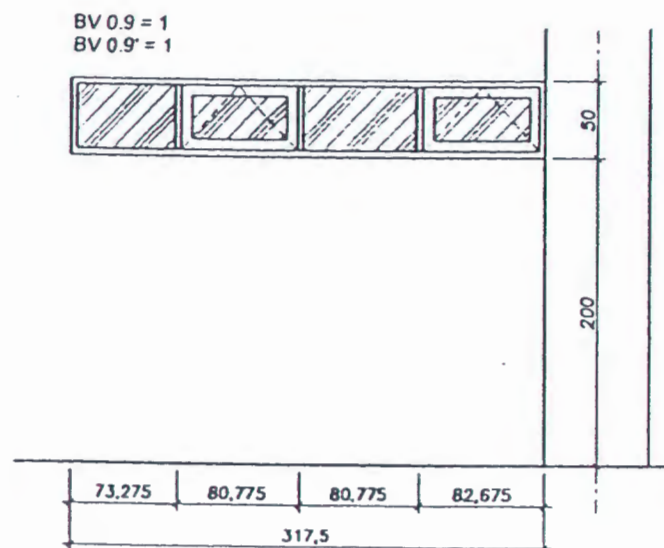
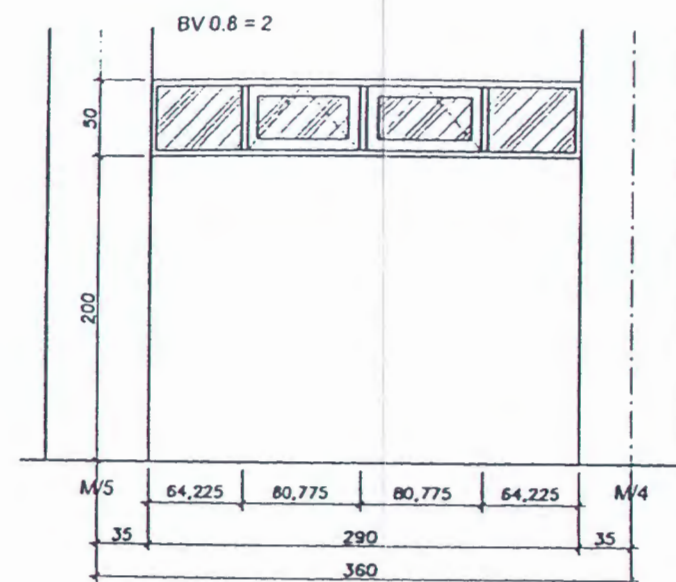
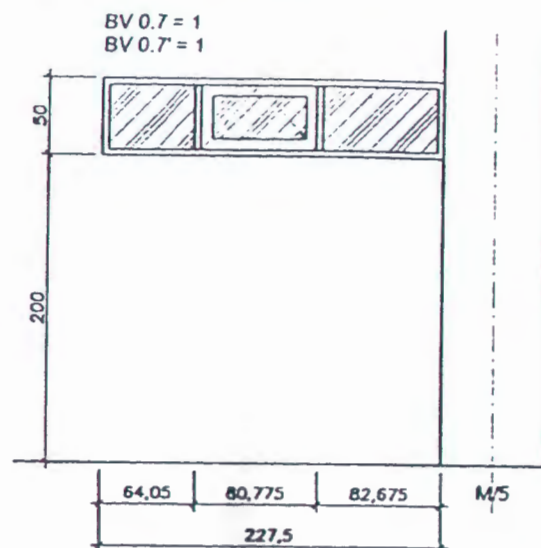
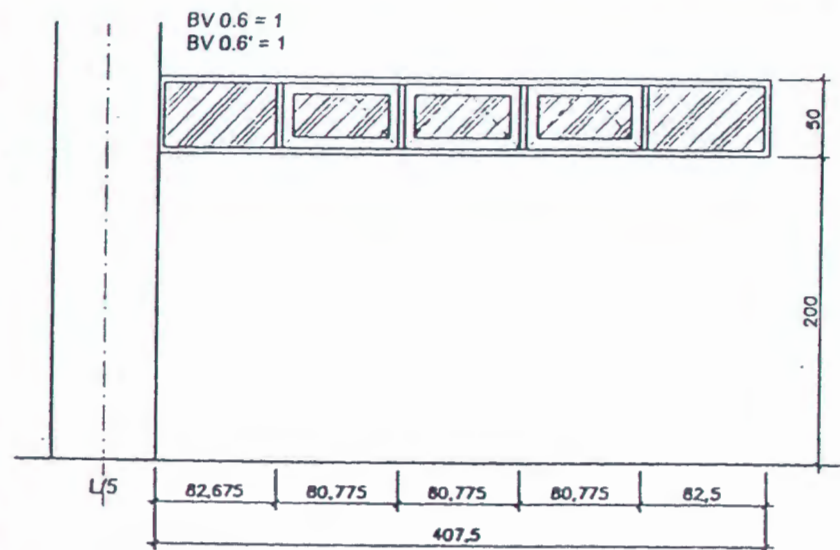
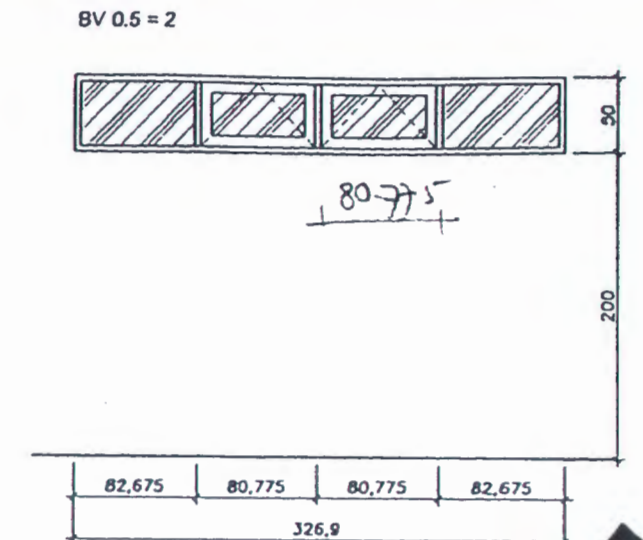
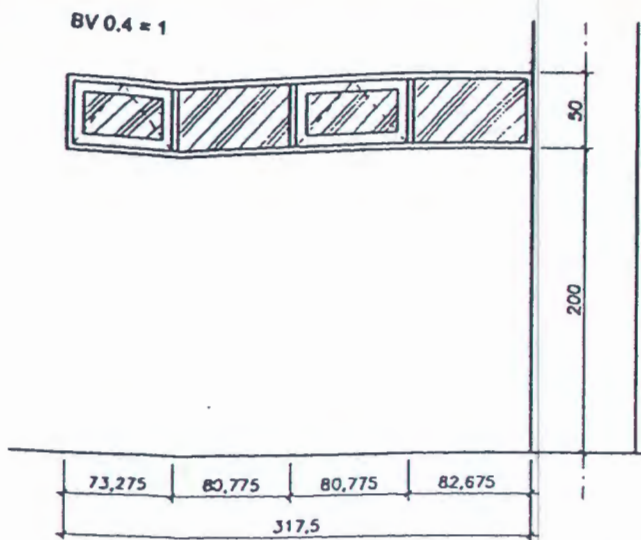
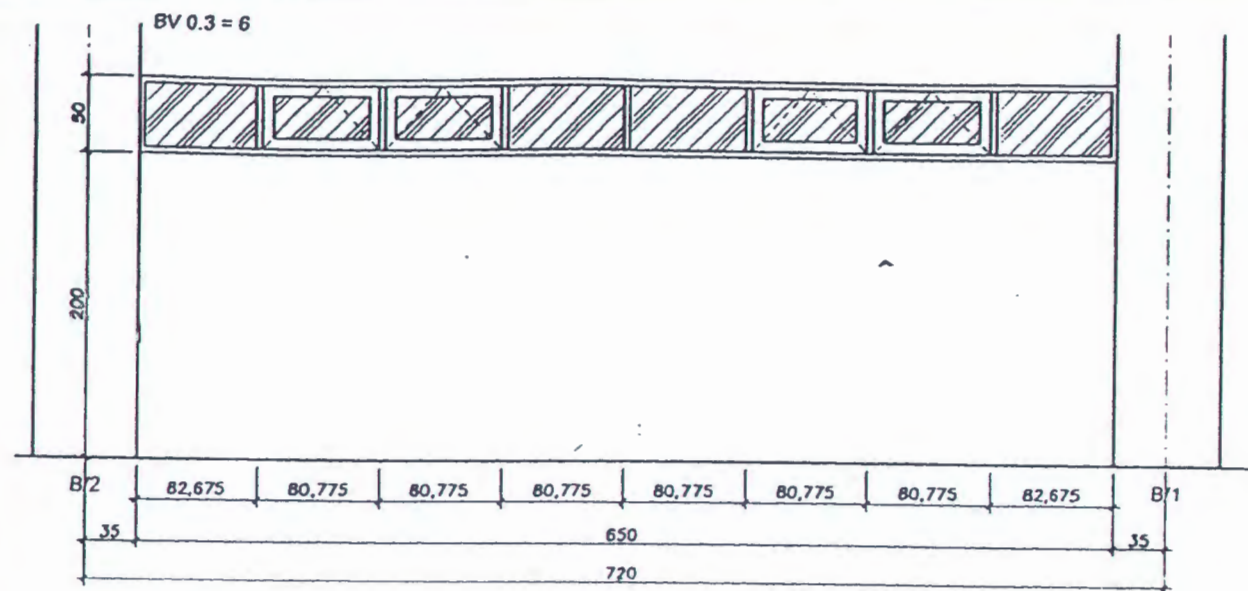
Catatan : UKURAN PROFIL 3"

No.		CATATAN & REVISI :	TGL	PERENCANA	KOORDINATOR	DIGAMBAR	DIFERKSA	No. LEMBAR	No. GAMBAR
1									
2									
3									
4									

TIM PERENCANA :		TIM PERENCANA :	
TIM PERENCANA		TIM PERENCANA	
FISIK KAMPUS		FISIK KAMPUS	
UNIV. KRISTEN PETRA		UNIV. KRISTEN PETRA	

YPTK PETRA		YPTK PETRA	
Jl. Siwalankerto 121-131		Jl. Siwalankerto 121-131	
Surabaya		Surabaya	

NG KULIAH & POLIKLINIK		NG KULIAH & POLIKLINIK	
ERSITAS KRISTEN PETRA		ERSITAS KRISTEN PETRA	



FOR CONSTRUCTION

27 JAN 2003

PROYEK :

PEMILIK :

TIM PERENCANA :

No.

CATATAN & REVISI :

TGL.

PERENCANA

KOORDINATOR

DIGAMBAR

DIPERIKSA

No. LEMBAR

No. GAMBAR

GEDUNG KULIAH & POLIKLINIK
UNIVERSITAS KRISTEN PETRA



YPTK PETRA
Jl. Siwalankerto 121-131
Surabaya

TIM PERENCANA
FISIK KAMPUS
UNIV. KRISTEN PETRA

1. Kaca ex. Asahi tebal 5 mm
2. Kusen ex. YKK 3" x 1.5"

ARS
STR
M&E

ARS
STR
M&E

ARS
STR
M&E

ARS
STR
M&E

ARS
STR
M&E

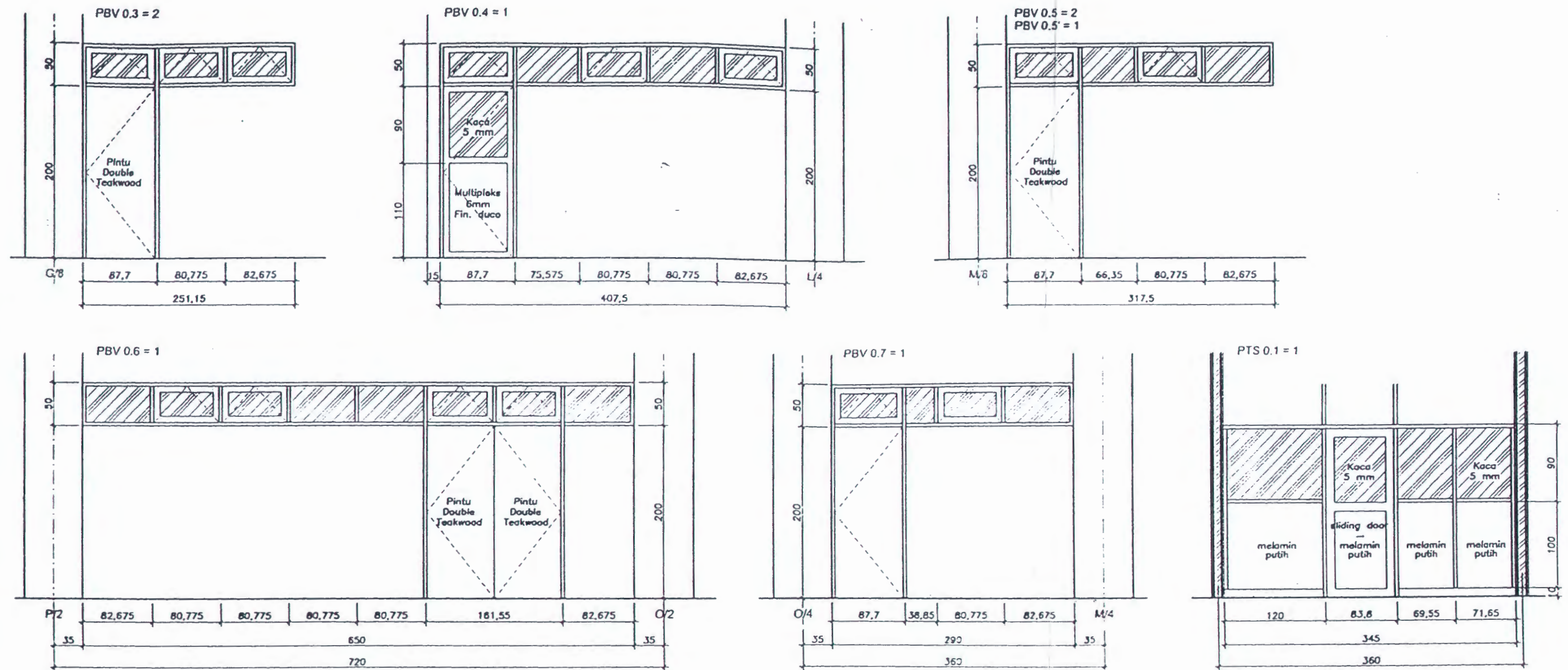
ARS
STR
M&E

GAMBAR : ARSITEKTUR

CAD Ref :





JUDUL GAMBAR : KUSEN + PARTISI LT.DASAR

SKALA : 1:50



FOR CONSTRUCTION

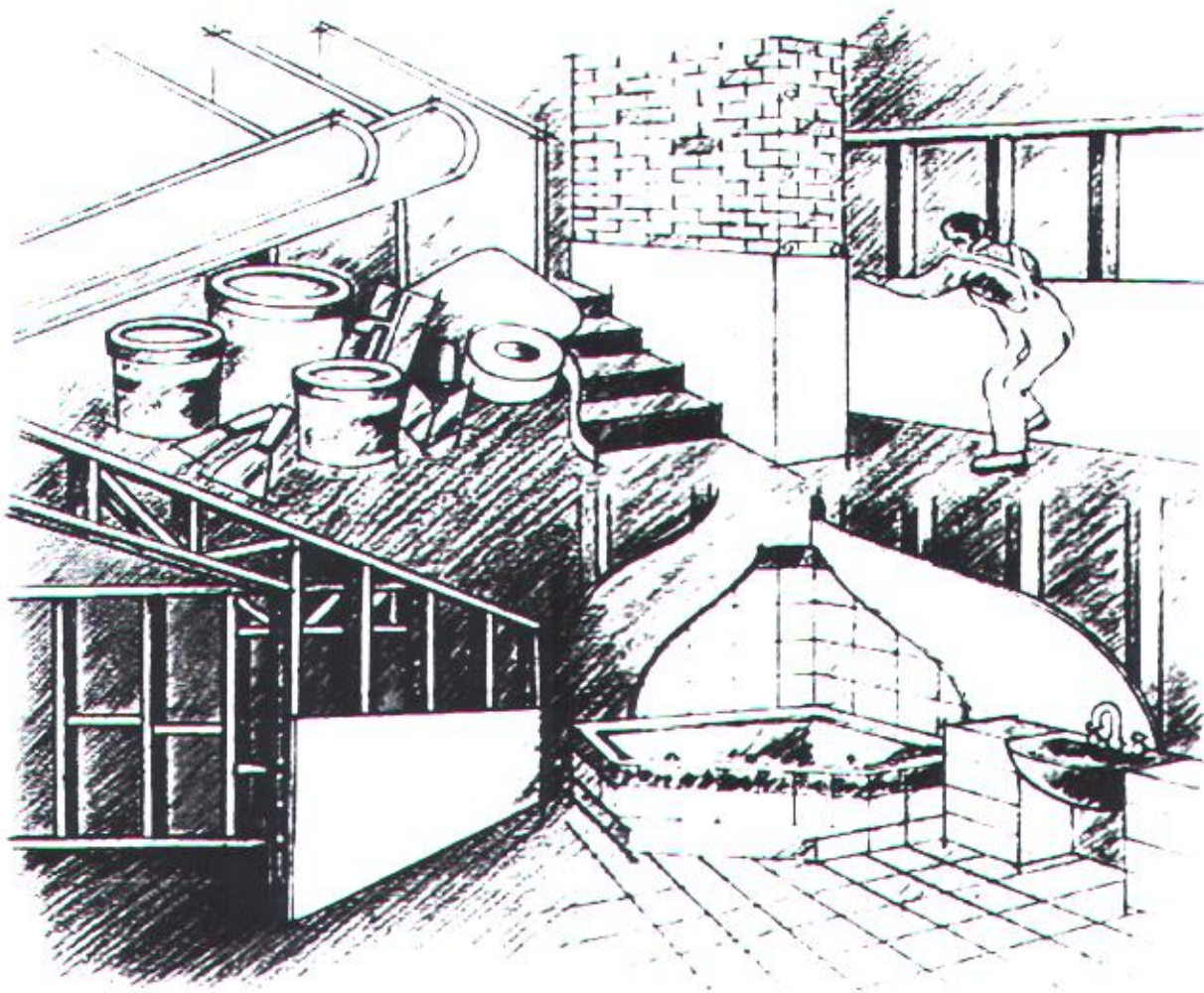
27 JAN 2023

PROYEK :	PEMILIK :	TIM PERENCANA :	No.	CATATAN & REVISI :	TGL.	PERENCANA	KOORDINATOR	DIGAMBAR	DIPERIKSA	No. LEMBAR	No. GAMBAR
GEDUNG KULIAH & POLIKLINIK UNIVERSITAS KRISTEN PETRA	 YPTK PETRA Jl. Siwalankerto 121-131 Surabaya	TIM PERENCANA FISIK KAMPUS UNIV. KRISTEN PETRA	1.	Kaca ex. Asahi tebal 5 mm		ARS 				7/7	PAR - 007
			2.	Kusen ex. YKK 3" x 1.5"		STR					
						MAE					
						GAMBAR : ARSITEKTUR		JUDUL GAMBAR : KUSEN + PARTISI LT.DASAR			

PEMASANGAN PAPAN GIPSUM JAYABOARD

PETUNJUK PRAKTIS PEMASANGAN

2.01
Januari 2000



Deskripsi

Papan gipsum Jayaboard adalah produk pelapis interior yang sesuai untuk dinding partisi dan langit-langit. Papan gipsum Jayaboard dapat dipasang pada rangka kayu (menggunakan paku papan gipsum) atau rangka metal (menggunakan sekrup papan gipsum), atau konstruksi batu bata (menggunakan kompon Cornice Adhesive). Saat memasang papan gipsum Jayaboard pada langit-langit, lembaran papan gipsum dipasang berlawanan arah terhadap rangka (melintang terhadap rangka kasau). Pemasangan papan gipsum pada dinding dapat dilakukan secara vertikal atau horizontal. Papan gipsum Jayaboard harus terpasang pada rangka yang lurus dan rata. Penyambungan papan gipsum diusahakan sesedikit mungkin pada penyambungan pertemuan ujung.

Peralatan

Meteran

Digunakan untuk mengukur panjang dan lebar berbagai jenis bahan



Pensil

Biasanya digunakan untuk menandai bagian yang akan dipotong



Pisau Pemotong

Digunakan untuk memotong papan gipsum



Palu Papan Gypsum

Cembung pada kepala palu dirancang khusus untuk memasang papan gipsum pada rangka kayu. Apabila dipaku dengan benar permukaan papan gipsum sedikit cekung, tanpa merobek permukaan lapisan kertas



Bor Sekrup

Digunakan untuk memasang papan gipsum dengan sekrup pada rangka metal. Bor ini memiliki mata bor yang mudah diganti dan pengontrol kedalaman bor yang dapat disesuaikan



Pemotongan Papan Gypsum

Papan gipsum Jayaboard mudah dipotong menggunakan pisau pemotong atau gergaji. Apabila menggunakan pisau pemotong, pastikan permukaan mata pisau cukup tajam untuk memotong kertas permukaan papan gipsum.



Papan gipsum kemudian ditekuk ke belakang dan potong kertas pelapis bagian belakang.



Pemeriksaan Rangka Papan Gypsum

Rangka harus tegak lurus, rata dan siku. Semua permukaan rangka tiang dan kasau harus berada dalam satu garis lurus tanpa ada bagian yang menonjol satu dengan lainnya. Bagian rangka yang tidak lurus dan sejajar harus diketam atau diluruskan terlebih dahulu sebelum papan gipsum dipasang.



Metode Pemasangan Papan Gypsum Pada Rangka Metal Menggunakan Sekrup



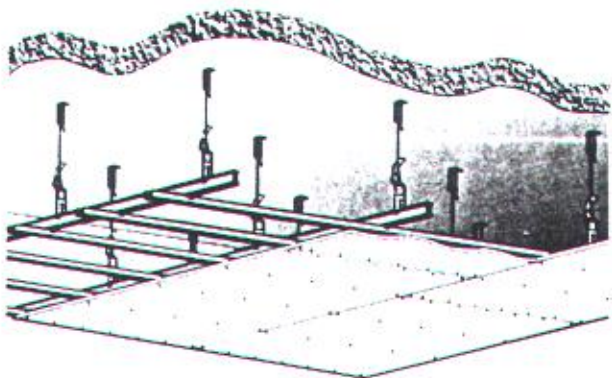
Jarak sekrup pada bagian tengah papan gipsum di setiap rangka *stud* dan *furring channel* maksimal 300mm pada langit-langit dan maksimum 400mm pada dinding partisi.

Jarak sekrup maksimum 200mm pada sudut dalam, pertemuan ujung dan bagian tepi.

Sekrup harus berjarak maksimum 300mm pada sekeliling daerah terbuka.

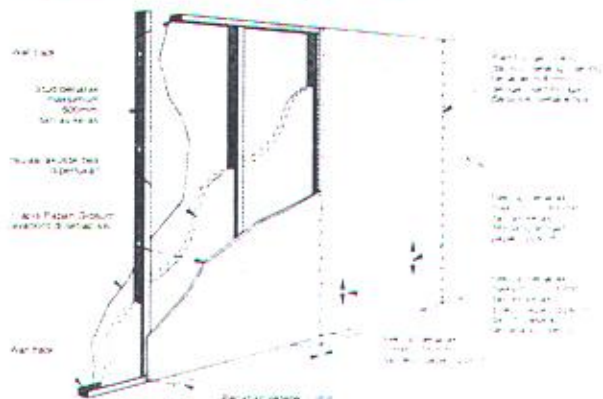
Sekrup harus berjarak tidak kurang dari 10mm atau lebih dari 16mm pada bagian tepi dan ujung dari pada lembaran papan gipsum.

Tata Letak Pemasangan Papan Gypsum Pada Langit-langit



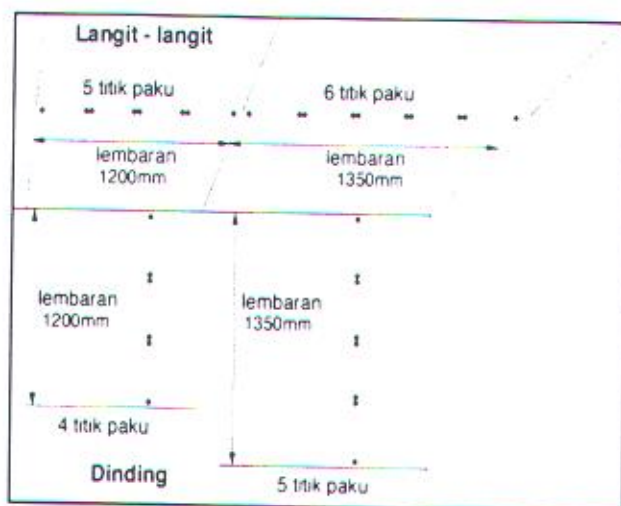
Pertemuan ujung harus berada ditengah-tengah rangka langit-langit. Papan gipsum harus terpasang rapat dan tidak dipaksakan masuk ke dalam tempatnya

Tata Letak Pemasangan Papan Gypsum Pada Dinding/Partisi



Penting memberi celah selebar 10mm di antara bagian bawah papan gipsum dan lantai. Hal ini dilakukan untuk mempermudah pemasangan dan mengantisipasi adanya pergerakan.

Metode Pemasangan Papan Gypsum Pada Rangka Kayu Menggunakan Dua Paku



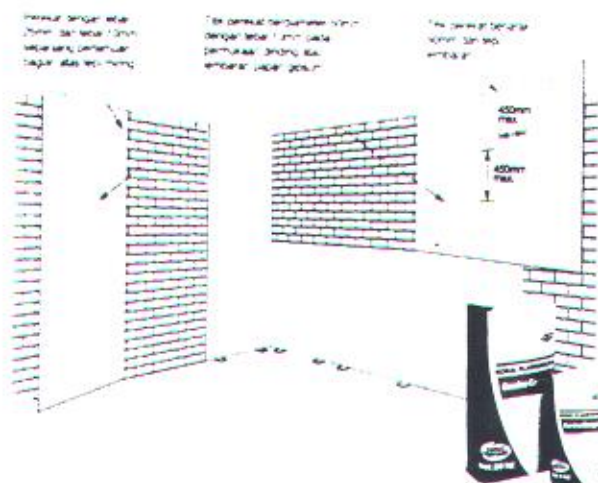
Jarak semua paku pada bagian tengah lembaran papan gipsium di setiap rangka tiang dan kasau maksimal 300mm pada langit-langit dan maksimal 400mm pada dinding partisi.

Saat memasang bagian tengah dari papan gipsium, paku pertama harus terpasang pada kedalaman 95%, paku kedua harus terpasang rata-rata berjarak 60mm dan dipasang pada kedalaman 100%. Kemudian kencangkan paku pertama hingga mencapai 100%.

Satu paku di sudut dalam dan luar, ujung dan tepi lembaran berjarak maksimum 150mm. Bagian terbuka (pintu, jendela, dan sebagainya) harus dipasang berjarak maksimum 300mm.

Paku harus berjarak tidak kurang dari 10mm atau lebih dari 16mm dari tepi dan ujung papan gipsium.

Pemasangan Papan Gypsum Pada Dinding Batu Bata



Informasi Umum

Hindari pertemuan ujung, saat memasang papan gipsium Jayaboard pada dinding batu bata. Perencanaan yang hati-hati dan pemesanan lembaran papan gipsium yang benar akan memperkecil pertemuan ujung yang dibutuhkan. Apabila terjadi pertemuan ujung, ujung lembaran papan gipsium terpasang rapat dan saling silang. Papan gipsium Jayaboard dapat dipasang vertikal dan horizontal.

Pemasangan Papan Gypsum pada Permukaan dinding batu bata yang rata

Sebelum memulai pemasangan, pastikan dinding dalam keadaan rata. Sistem pemasangan dinding rata dapat digunakan apabila bagian permukaan dinding yang tidak beraturan kerataannya tidak lebih dari 15mm. Jika ketidakrataan melebihi 15mm harus digunakan potongan tumpuan perata.



Untuk informasi lebih lanjut, hubungi Pusat Pelatihan Jayaboard di 021-797 7777.